

1111

THESE  
PRESENTEE PAR

**Xavier DELFOSSE**

POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR  
DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1  
(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

SPECIALITE ASTROPHYSIQUE

---

---

**NAINES BRUNES  
ET  
ETOILES DE TRES FAIBLE MASSE**

---

---

DATE DE SOUTENANCE : 6 octobre 1997

COMPOSITION DU JURY :

Guy Pelletier	Président
Gilles Chabrier	Rapporteur
Annie Robin	Rapporteur
Christian Perrier	Directeur de thèse
Thierry Forveille	Co-Directeur de thèse
Michel Mayor	Examineur
Nicolas Epchtein	Examineur

THESE PREPAREE AU SEIN DU LABORATOIRE D'ASTROPHYSIQUE,  
Observatoire de Grenoble, UJF/CNRS, BP 53X, F-38041 Grenoble Cedex 9

THESE  
PRESENTEE PAR

Xavier DELFOSSE

POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR  
DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1  
(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

SPECIALITE ASTROPHYSIQUE

---

---

NAINES BRUNES  
ET  
ETOILES DE TRES FAIBLE MASSE

---

---

DATE DE SOUTENANCE: 6 octobre 1997

COMPOSITION DU JURY:

Guy Pelletier	Président
Gilles Chabrier	Rapporteur
Annie Robin	Rapporteur
Christian Perrier	Directeur de thèse
Thierry Forveille	Co-Directeur de thèse
Michel Mayor	Examineur
Nicolas Epchtein	Examineur

THESE PREPAREE AU SEIN DU LABORATOIRE D'ASTROPHYSIQUE,  
Observatoire de Grenoble, UJF/CNRS, BP 53X, F-38041 Grenoble Cedex 9

## *Remerciements*

Ecrire ces remerciements est un moment très agréable, premièrement parce que cela signifie que le reste est bouclé... mais pas uniquement. Ces trois années de thèse ont été particulièrement heureuses et agréables et je tiens à remercier toutes les personnes (mais j'en oublierais certainement) qui y ont contribué.

Tout d'abord je ne serais être trop reconnaissant envers Thierry Forveille; j'ai commencé à travailler avec lui au cours d'un stage de Maîtrise, ce qui m'a donné l'envie de continuer mes études sous sa direction jusqu'à cette thèse. Merci Thierry pour ta disponibilité, ton intérêt et ton écoute permanente, ainsi que pour tes nombreuses idées et ta passion que tu es toujours prêt à partager. Merci aussi pour ta gentillesse et ton amitié.

Christian Perrier a co-diriger ma thèse, malgré un emploi du temps surchargé il a toujours su se libérer lorsque j'en exprimais le besoin. Je tiens à le remercier pour son soutien ainsi que pour l'intérêt qu'il a montré pour mon travail.

Faire une partie de ma thèse avec les données de DENIS a été pour moi une chance unique, je ne saurais alors être assez reconnaissant à Nicolas Epchtein qui m'a permis de travailler dans le cadre de ce projet. Merci aussi à lui d'avoir accepté de faire partie de mon jury. De nombreux résultats présentés dans cette thèse n'auraient pu être obtenus sans l'énorme travail de nombreuses personnes de DENIS (équipe ayant conçu l'instrument, équipe opérationnelle, PDAC). Merci à eux tous.

J'ai pu disposer au cours de ma thèse des conseils et des commentaires oh combien précieux des spécialistes des mesures de vitesses radiales que sont Michel Mayor, Didier Queloz et Stéphane Udry. Travailler avec ces genevois est toujours particulièrement agréable et enrichissant que ce soit du point de vue professionnel autant que humain. Je remercie aussi Michel pour avoir accepté d'être dans mon jury.

Mon initiation aux observations a été faite par Michel Mayor et Christian Perrier sur ELODIE, à l'Observatoire de Haute-Provence. Puis Jean-Luc Beuzit et Luc Chevallier ont essayé de m'apprendre les secrets respectivement de ADONIS et de DENIS. Je garde un souvenir toujours joyeux et particulièrement conviviale de ces nuits passées sous les coupes en compagnie de ces différentes personnes.

Je remercie chaleureusement Annie Robin et Gilles Chabrier d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse, et d'avoir fait ce travail malgré les courts délais que je leur ai laissés... Je suis également reconnaissant à Guy Pelletier d'avoir accepté de présider ce jury malgré son emploi du temps si lourdement chargé.

Un travail de recherche est difficile à mener sans de nombreuses discussions à bâtons rompus. Je remercie ici particulièrement Gilles Chabrier, Isabelle Baraffe, France Allard, Eduardo Martin, Chris Tinney et Gibor Basri pour leurs avis *très* éclairés sur le problème des étoiles de très faible masse et des naines brunes.

Durant ces trois années de thèse j'ai pu passer de nombreuses nuits d'observations à l'Observatoire de Haute Provence et à La Silla. Je suis particulièrement reconnaissant au personnel de ces deux observatoires pour leur accueil et leur travail. Merci à tous les techniciens de nuit, informaticiens, mécaniciens, ... qui m'ont aidé au cours de mes observations. Un grand merci aux cuisinières de l'OHP pour leurs magnifiques repas... et gâteaux. Merci à Meyriem, Stéphane, Annabela, David, Stéphane, Philippe, Christian, Cécile (et à tous les autres que j'oublie), rencontrés dans ces observatoires, pour l'ambiance qu'ils savent y faire régner.

Je suis oh combien reconnaissant aux personnes ayant relues ce manuscrit à la chasse aux innombrables "fotes d'aurographes", coquilles, bévues et autres. Merci à Thierry, François, Stephanie et Stéphane.

Enfin, un énorme merci à tous le personnel de l'Observatoire de Grenoble pour les qualités des conditions de travail qu'ils ont su créer, pour leur gentillesse, leur bonne humeur et leur amitié. Je suis particulièrement reconnaissant à Claude Bertout et Christian Perrier de m'avoir permis de faire ma thèse dans ce laboratoire. Merci à Ginette et Françoise pour leurs disponibilités, à l'équipe de charme du secrétariat (Françoise, Nathalie, Hélène, Cécile et Elizabeth) tant appréciée, à l'amicale sportive de l'Observatoire de Grenoble (Ostie de tabarnak, les cotes c'est dur), merci à tous.

Enfin un grand merci à tous mes proches pour leur soutien, leur affection et leur confiance, sans quoi il est difficile d'entreprendre quoi que ce soit.



# Table des matières

REMERCIEMENTS . . . . .	i
RESUME . . . . .	1
ABSTRACT . . . . .	2
<b>1 Introduction générale: Etoiles de très faible masse et naines brunes</b>	<b>3</b>
1.1 Quelques repères de nomenclature . . . . .	3
1.1.1 Les naines M . . . . .	3
1.1.2 Les étoiles de très faible masse . . . . .	4
1.1.3 Les naines brunes . . . . .	5
1.2 Objets de plus faible masse connus . . . . .	6
1.2.1 Dans le champ . . . . .	6
1.2.2 Dans les systèmes multiples . . . . .	7
1.2.3 Dans les amas jeunes . . . . .	7
1.3 Importance des étoiles de très faible masse et des naines brunes dans la dynamique Galactique . . . . .	8
1.3.1 La masse manquante . . . . .	8
1.3.2 Evènements micro-lentilles . . . . .	8
1.4 La fonction de masse . . . . .	9
1.5 Autres défis posés par les étoiles de très faible masse . . . . .	10
1.5.1 Formation d'étoiles . . . . .	10
1.5.2 Physique de l'intérieur stellaire . . . . .	10
1.5.3 Physique de l'atmosphère stellaire . . . . .	11
<b>2 Recherche d'étoiles de très faible masse et de naines brunes dans le champ</b>	<b>13</b>
2.1 Les recherches systématiques . . . . .	15
2.1.1 Recherche par mouvement propre . . . . .	15
2.1.2 Les fonctions de luminosité photométriques du disque . . . . .	15
2.1.3 Fonction de luminosité du voisinage solaire . . . . .	20

2.2	Construction de la fonction de luminosité photométrique et biais introduits .	24
2.2.1	Les estimateurs de la fonction de luminosité . . . . .	24
2.2.2	Biais de Malmquist . . . . .	25
2.2.3	Biais de binarité . . . . .	30
2.2.4	Les erreurs sur la relation couleur-luminosité et la hauteur d'échelle du disque Galactique . . . . .	34
2.2.5	Conclusions sur les biais et erreurs de la fonction de luminosité . . . .	37
2.3	Simulation du biais provoqué par le bruit photométrique . . . . .	39
2.3.1	Description du modèle . . . . .	39
2.3.2	Magnitudes et fonction de luminosité . . . . .	41
2.3.3	Relation couleur-luminosité . . . . .	42
2.3.4	Normalisation et construction de diagrammes couleur-couleur synthétiques . . . . .	44
2.3.5	Effet des erreurs systématiques sur la hauteur d'échelle et les magnitudes absolues . . . . .	47
2.3.6	Influence des erreurs photométriques sur la fonction de luminosité . .	48
2.3.7	Conclusions sur les biais produits par les erreurs photométriques . . .	52
2.4	Constitution d'un échantillon d'étoiles de très faible masse et de naines brunes avec DENIS . . . . .	54
2.4.1	Le relevé infrarouge DENIS . . . . .	54
2.4.2	Recherche d'étoiles de très faible masse et de naines brunes avec DENIS	60
2.4.3	Calibration des filtres DENIS pour les étoiles de très faible masse . . .	64
2.4.4	Constitution d'un échantillon d'étoiles de très faible masse et de naines brunes à partir de 230 <sup>Q</sup> de DENIS . . . . .	68
2.4.5	Spectroscopie infrarouge . . . . .	75
2.4.6	Le plus important échantillon d'étoiles de très faible masse et de naines brunes . . . . .	83
2.4.7	Programme de mesure de parallaxes . . . . .	86
2.5	Première fonction de luminosité DENIS . . . . .	87
2.5.1	Traitement pour $M_I < 13$ . . . . .	87
2.5.2	Traitement pour $M_I > 13$ . . . . .	89
2.5.3	Correction des erreurs photométriques et du biais de Malmquist . . .	90
2.5.4	Comportement de la fonction de luminosité . . . . .	92
2.6	Les naines brunes DENIS . . . . .	94
2.6.1	Les trois candidats naines brunes DENIS . . . . .	94
2.6.2	Un nouveau type spectral? . . . . .	95
2.7	Perspectives et passage à la fonction de masse . . . . .	113

<b>3 Etude de la binarité des naines M</b>	<b>115</b>
3.1 La binarité des étoiles de faible masse . . . . .	116
3.1.1 Les étoiles G et K de la séquence principale . . . . .	116
3.1.2 La multiplicité des étoiles jeunes de faible masse . . . . .	117
3.1.3 Les naines M: méthode de détection . . . . .	117
3.1.4 Statistique de binarité des naines M . . . . .	119
3.2 Relation masse-luminosité et construction de la fonction de masse . . . . .	120
3.2.1 Relation masse-luminosité observationnelle pour les étoiles de très faible masse . . . . .	121
3.2.2 Relation théorique . . . . .	121
3.2.3 Effets sur la fonction de luminosité et sur la construction de la fonction de masse . . . . .	123
3.3 Recherche de systèmes multiples spectroscopiques de faible masse avec ELODIE	123
3.3.1 Précision des mesures . . . . .	123
3.3.2 Echantillon . . . . .	124
3.3.3 Objectifs de ce programme et couplage avec l'optique adaptative . . .	124
3.3.4 Etat d'avancement du programme et premiers résultats . . . . .	126
3.3.5 Taux de binarité . . . . .	144
3.4 Conclusions et perspectives . . . . .	145
 <b>4 Rotation et activité chromosphérique des naines M du champ</b>	 <b>147</b>
 <b>CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES</b>	 <b>165</b>
 <b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</b>	 <b>169</b>

# Table des figures

<b>Résumé</b>	<b>1</b>
<b>Abstract</b>	<b>1</b>
<b>Introduction</b>	<b>3</b>
1.1 Relation masse-type spectral observationnelle . . . . .	4
1.2 Relation masse-type spectral théorique . . . . .	5
<b>Recherche dans le champ</b>	<b>13</b>
2.1 Les différentes fonctions de luminosité photométriques . . . . .	18
2.2 Les différentes fonctions de luminosité du voisinage solaire . . . . .	22
2.3 Biais de Malmquist . . . . .	27
2.4 Comportement des erreurs sur le volume généralisé . . . . .	36
2.5 Comportement des erreurs sur le volume généralisé en fonction de $\Delta m$ , $\Delta h/h$ et $\xi$ . . . . .	37
2.6 Distribution du nombre d'objets détectés en fonction de la magnitude apparente	40
2.7 Comportement des $\Delta K = K_{obs} - K_{reel}$ en fonction de $K$ . . . . .	41
2.8 Fonction de luminosité considérée dans le modèle . . . . .	42
2.9 Relations couleur-magnitude utilisées dans le modèle . . . . .	45
2.10 Diagramme couleur-couleur synthétique . . . . .	46
2.11 Effet, sur la fonction de luminosité, des erreurs sur la hauteur d'échelle et les magnitudes . . . . .	47
2.12 Distribution du nombre d'étoiles en fonction de $(I - J)$ . . . . .	49
2.13 Biais sur la fonction de luminosité produit par les erreurs de calibration . . . . .	50
2.14 Biais sur la fonction de luminosité, construite avec des objets détectés dans les 3 bandes photométriques, produit par le bruit des cibles électroniques . . . . .	51
2.15 Biais sur la fonction de luminosité, construite avec des objets détectés en I et J, produit par le bruit des cibles électroniques . . . . .	52
2.16 Schéma de l'instrument DENIS . . . . .	55
2.17 Photo de l'instrument DENIS . . . . .	56



2.18	Transmission des 3 bandes photométriques DENIS . . . . .	57
2.19	Organigramme du “pipeline” DENIS . . . . .	58
2.20	Diagramme couleur-couleur I-J/J-K . . . . .	62
2.21	Comportement du point zéro de la nuit de calibration . . . . .	65
2.22	$\Delta I$ , $\Delta J$ et $\Delta K$ en fonction de $(I - J)_{DENIS}$ . . . . .	67
2.23	$\Delta I - J$ , $\Delta J - K$ en fonction de $(I - J)_{DENIS}$ . . . . .	69
2.24	Limite de complétude d’un strip DENIS . . . . .	71
2.25	Diagramme couleur-couleur de la séquence d’étoiles de très faible masse DENIS . . . . .	75
2.26	Carte de champ . . . . .	76
2.27	Carte de champ . . . . .	77
2.28	Carte de champ . . . . .	78
2.29	Carte de champ . . . . .	79
2.30	Spectres infrarouges des géantes de référence . . . . .	80
2.31	Spectres infrarouges des naines de référence . . . . .	81
2.32	Spectres infrarouges des naines DENIS . . . . .	82
2.33	Pente des spectres infrarouges des étoiles de très faible masse . . . . .	84
2.34	Complétude d’un strip DENIS . . . . .	88
2.35	Fonction de luminosité des étoiles de très faible masse . . . . .	90
2.36	Fonction de luminosité des étoiles de très faible masse . . . . .	91
2.37	Fonction de luminosité corrigée des biais . . . . .	92
<b>Binarité</b>		<b>115</b>
3.1	Distribution du nombre de systèmes dans le voisinage solaire . . . . .	120
3.2	Relation masse-luminosité observationnelle . . . . .	121
3.3	Relation masse-luminosité théorique . . . . .	122
3.4	Nombre de mesures par étoile . . . . .	126
<b>Rotation</b>		<b>147</b>

## Résumé

Bien qu'elles dominent en nombre la population stellaire de la Galaxie, les étoiles de très faible masse et les naines brunes sont longtemps restées difficiles (voire impossibles) à observer, à cause de leur faible luminosité. Les progrès récents des techniques instrumentales (et en particulier des détecteurs infrarouges) permettent maintenant de s'y intéresser et de commencer à répondre à de nombreuses questions. Parmi celles-ci, deux sont particulièrement importantes et nécessitent une bonne détermination de la fonction de masse (nombre d'objets par intervalle de masse): l'influence de cette population sur la dynamique Galactique, et le comportement de la fonction initiale de masse à l'approche du régime naine brune. Ces objets permettent d'autre part des tests sévères de notre compréhension de la physique des objets dégénérés, et des atmosphères denses et froides dominées par les opacités moléculaires.

Dans cette thèse, j'ai d'abord déterminé la fonction de luminosité (nombre d'objets par intervalle de luminosité) jusqu'à la limite étoiles-naines brunes, ce qui est la première étape de la construction de la fonction de masse. Pour cela j'ai utilisé le relevé DENIS (a Deep Near Infrared Southern sky survey qui est parfaitement adapté à la détection de ces objets, et étudié les biais importants de la fonction de luminosité introduits par le bruit. Au cours de ces travaux la première naine brune confirmée du champ a été découverte et une étude spectroscopique des naines brunes froides a été entreprise.

Pour passer de cette fonction de luminosité à la fonction de masse, il est ensuite nécessaire, 1° de corriger le biais important de la fonction de luminosité causé par les étoiles binaires, et 2° de disposer d'une bonne relation masse-luminosité. Ces deux étapes de la détermination de la fonction de masse passent par une étude de binarité. Une recherche systématique de binaires spectroscopiques a donc été entreprise dans cette thèse. Elle a révélé que le voisinage solaire (à moins de 9 pc) reste mal connu, et qu'un nombre important de compagnons y reste à découvrir (11 ont été mis en évidence ici). La distance des systèmes doubles non identifiés est également sous-estimée.

Enfin, l'étude de la rotation des naines M du champ a été un sous-produit important du programme de recherche de binaires. Elle a clairement montré que l'activité chromosphérique de ces objets, depuis longtemps connue, est bien due à leur rotation. L'allongement du temps de freinage aux types spectraux les plus tardifs est ainsi démontrée jusqu'à des âges beaucoup plus grands, et jusqu'à des masses où les étoiles sont entièrement convectives.

# Abstract

Very low mass stars and brown dwarfs are the most numerous stellar population in the Galaxy. Their observations have long been difficult (or even impossible) because of their very low luminosities. Recent instrumental progress (in particular on infrared detectors) have changed this situation. Two particularly important astrophysical issues need a good determination of the mass function (number of objects per mass interval): the influence of this population on Galactic dynamics, and the behaviour of the initial mass function at the bottom of the main sequence. These objects also severely test our understanding of the physics of degenerate objects and of dense cool stellar atmospheres dominated by molecular opacities.

In this thesis I have used DENIS (a Deep Near Infrared Southern sky survey) to determine the luminosity function (number of objects per luminosity interval) down to the bottom of the main sequence. During this work, one of the first two confirmed field brown dwarfs was discovered, and spectroscopically followed-up. To then derive the mass function, a binarity study is needed: 1° to correct the luminosity function for its binary bias, and 2° to obtain an accurate mass-luminosity relation. A systematic search for spectroscopic binaries was thus started during this thesis. It shows that the solar neighbourhood is still not well known: a significant number of companions remain unknown (11 are identified here), and distances to unrecognised binaries are underestimated.

As an interesting byproduct of the stellar multiplicity study, we have obtained important information on stellar rotation at the bottom of the main sequence. We demonstrate that the time scale for angular momentum dissipation continues to increase with decreasing mass, to reach a few Gyr at spectral type M3-M4 (about 0.3 solar masses).

# Chapitre 1

## Introduction générale: Etoiles de très faible masse et naines brunes

### Sommaire

1.1	Quelques repères de nomenclature . . . . .	3
1.2	Objets de plus faible masse connus . . . . .	6
1.3	Importance des étoiles de très faible masse et des naines brunes dans la dynamique Galactique . . . . .	8
1.4	La fonction de masse . . . . .	9
1.5	Autres défis posés par les étoiles de très faible masse . . . . .	10

Les étoiles naines rouge forment de loin la population stellaire dominante de notre Galaxie. Malgré leur faible masse elles constituent aussi la part la plus importante de la masse stellaire. Pour des objets de masse plus faible que les naines rouges, un changement crucial de régime physique se produit: la température centrale n'est plus suffisante pour assurer les réactions nucléaires de combustion de l'hydrogène. Ces objets sont alors appelés des naines brunes.

Dans cette introduction, quelques repères de nomenclature stellaire, souvent utilisés dans cette thèse, seront donnés, puis nous nous intéresserons aux objets de plus faible masse actuellement connus. Ensuite, l'influence de ces objets de très faible masse sur la dynamique Galactique et leur intérêt physique seront discutés

### 1.1 Quelques repères de nomenclature

Trois termes désignant les objets de très faible masse (stellaire ou substellaire) seront utilisés:

#### 1.1.1 Les naines M

La lettre "M" correspond à la dernière classe spectrale des étoiles de la séquence principale. Le spectre des étoiles M se différencie de celui des autres étoiles par la présence d'importantes



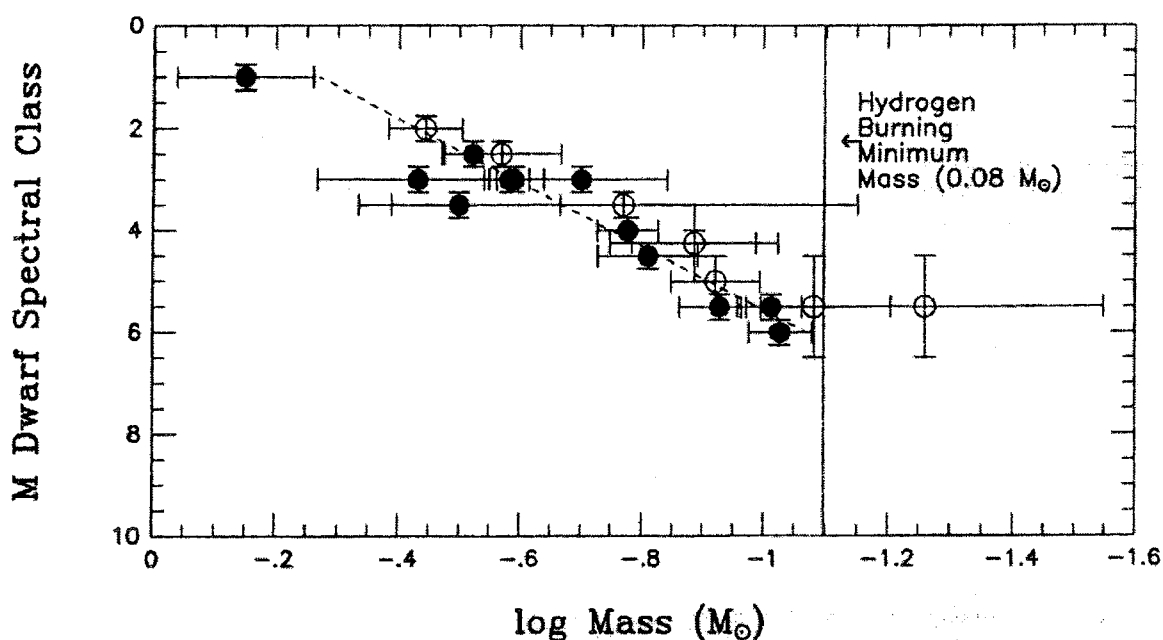


FIG. 1.1 – Relation type spectral-masse observationnelle de Kirkpatrick et McCarthy (1994). Cette relation semble montrer que les étoiles de type spectral plus tardif que M7 peuvent être des naines brunes. Cependant une importante dispersion observationnelle est présente sur la masse.

bandes moléculaires en absorption. Une séquence allant de M0 à M9.5 est définie par Kirkpatrick et al. (1991, 1995). Les naines M possèdent une masse inférieure à environ  $0.6M_{\odot}$ , et des calibrations de la relation masse-type spectral peuvent être trouvées dans Kirkpatrick et McCarthy (1994, relation observationnelle, figure 1.1) et Baraffe et Chabrier (1996, relation théorique, figure 1.2). Une dispersion importante existe dans ces relations, due à la métallicité et à l'âge.

Pour les naines plus froides que M9.5, les bandes moléculaires en absorption disparaissent, et une nouvelle classification spectrale est alors nécessaire (voir Kirkpatrick 1997)

### 1.1.2 Les étoiles de très faible masse

Le terme d'étoiles de très faible masse est très couramment utilisé par de nombreux auteurs (et le sera souvent dans cette thèse) sans qu'il soit clairement défini. Suivant les auteurs diverses limites sont utilisées ( $M < 0.3M_{\odot}$ ,  $M < 0.1M_{\odot}$ , type spectral plus tardif que M6-M7 ou diverses autres considérations). Pour ma part j'utiliserai la limite  $M = 0.3M_{\odot}$  qui correspond à un changement de régime physique: pour des masses inférieures les étoiles deviennent en effet entièrement convectives (Chabrier et Baraffe 1997).

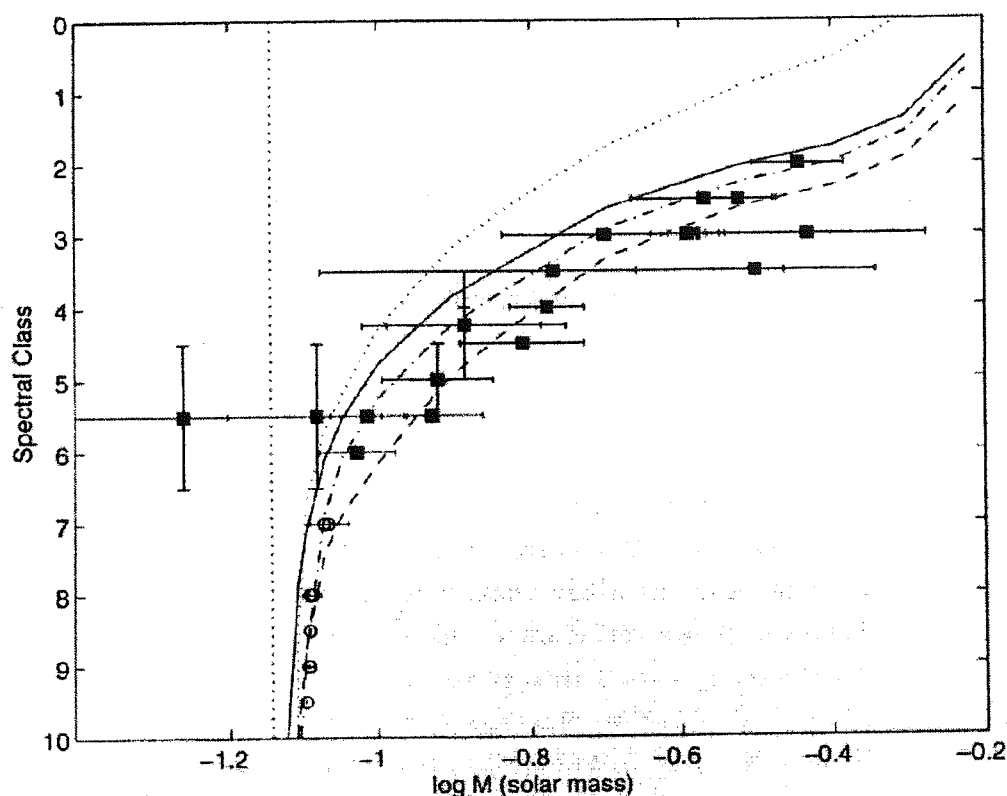


FIG. 1.2 – Relation type spectral-masse théorique de Baraffe et Chabrier (1996). Ce modèle est basé sur le modèle d'atmosphère NextGen2 de Allard et al. (1996). La métallicité est  $[M/H]=0$  et l'âge est  $\tau = 10^{10}$  ans. Le type spectral est déduit de calibrations avec différentes couleurs V-R (courbe pointillé), V-I (courbe pleine), V-K (courbe pointillé-tiret), et I-K (courbe en tiret). La courbe pointillée verticale représente la limite naine brune-étoiles. Les carrés pleins sont les points observationnels de Kirkpatrick et McCarthy (1994), les ronds correspondent aux étoiles les plus tardives dont le type spectral est déterminé (Kirkpatrick et al. 1995) mais les masses non mesurées. Cette relation théorique indique que, pour un âge solaire, les naines brunes se situent à des types spectraux plus tardifs que M10.

### 1.1.3 Les naines brunes

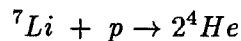
Le terme de naine brune s'applique d'une part à des objets dont la température centrale n'est pas suffisante pour permettre le déclenchement des réactions nucléaires brûlant l'hydrogène, et d'autre part aux objets brûlant leur hydrogène durant une courte période de leur vie mais sans atteindre un équilibre (voir D'Antona et Mazzitelli (1985)). La masse limite, en dessous de laquelle un objet est une naine brune, dépend de sa métallicité. Les modèles théoriques donnent actuellement une limite de  $\sim 0.07 M_{\odot}$ , pour une métallicité solaire, et de  $\sim 0.088 M_{\odot}$  pour une métallicité de  $[M/H] = -2$  (Chabrier et al. 1996a). Ces valeurs dépendent cependant des modèles d'atmosphère utilisés. L'évolution de ceux-ci pourrait revoir la limite

étoile-naine brune.

Les modèles théoriques prévoient qu'une naine brune âgée doit posséder une température effective inférieure à 1800 K (Chabrier et Baraffe 1997, Burrows et al. 1993) et un type spectral plus tardif que M10 (Baraffe et Chabrier 1996).

### **Le test du Lithium**

Le seul test observationnel actuellement valide pour confirmer une naine brune est la détection du lithium dans sa photosphère (Rebolo et al. 1992, Magazzu et al. 1993). Dans le coeur d'une étoile le lithium est détruit par capture d'un proton:



Parce que cette réaction se produit à plus faible température que la fusion de l'hydrogène et que les étoiles de très faible masse et les naines brunes sont entièrement convectives, la présence de lithium dans la photosphère est la preuve d'une température centrale de l'objet trop faible pour déclencher les réactions nucléaires consommant l'hydrogène. L'abondance du lithium dépend également de l'âge de l'objet, mais la présence de lithium dans un objet plus vieux que  $\sim 10^9$  ans est une preuve d'une masse inférieure à  $0.06M_{\odot}$  (Chabrier et al. 1996).

## **1.2 Objets de plus faible masse connus**

Si les naines M constituent la population stellaire dominante de notre Galaxie, elles sont par contre difficiles à détecter car leur luminosité est faible à très faible (une étoile de  $0.1 M_{\odot}$  a une luminosité bolométrique 2000 fois plus faible que le Soleil). Cela est encore plus vrai pour les naines brunes. Aussi, jusqu'à très récemment, aucune naine brune confirmée n'était connue. Depuis 2 ans, quelques unes commencent à être détectées, dans le champ, dans des systèmes multiples ou dans des amas jeunes.

### **1.2.1 Dans le champ**

Jusqu'à cette année les trois étoiles de plus faible masse connues dans le champ étaient PC 0025+0447 (M9.5, découverte par Schneider et al. 1991), BRI 0021-0214 ( $\geq$ M9.5, Irwin et al. 1991) et un objet découvert par le relevé infrarouge 2MASS: 2MASP J0345432+254023 ( $\geq$ M10, Kirkpatrick et al. 1997). Ces objets sont certainement tous les trois très proches de la limite étoile-naine brune, mais aucun n'est une naine brune confirmée.

Très récemment Ruiz (1997) a rapporté la découverte d'une naine brune du champ, Kelu 1, confirmée par le test du lithium. Et nous avons annoncé la découverte de trois objets de très faible masse (dont une naine brune confirmée), par la cartographie infrarouge DENIS (rapportée dans cette thèse).

Enfin quelques objets très peu lumineux, détectés par leur mouvement propre (Hawkins et al. 1997), pourraient être des naines brunes du halo stellaire (également appelé sphéroïde suivant les auteurs) de très faible métallicité. Mais cela reste à confirmer.

### 1.2.2 Dans les systèmes multiples

L'endroit de l'univers où la probabilité de trouver une étoile est la plus grande est près d'une autre étoile, car la majorité des étoiles se situent dans des systèmes multiples. Aussi, les étoiles de très faible masse et les naines brunes ont souvent été cherchées en orbite autour d'étoiles plus massives. Ceci a permis la découverte de l'objet qui a très longtemps été l'étoile la plus froide connue, GD 165B ( $>M_{10}$ , Becklin et Zuckerman 1988). GD 165B, qui est le compagnon d'une naine blanche, est encore la sixième plus froide naine connue après Kelu 1, les trois objets DENIS et Gl 229B.

La première naine brune confirmée, Gl 229B (Nakajima et al. 1995) a été découverte comme compagnon de l'étoile M1V, Gl 229A. Gl 229B est, pour l'instant, la naine brune la plus froide connue, avec de très fortes bandes de méthane en absorption dans son spectre infrarouge (Oppenheimer et al. 1995). Sa température effective est proche de 1000 K et sa masse est estimée entre  $0.02M_{\odot}$  et  $0.065M_{\odot}$  suivant son âge (Allard et al. 1996).

### 1.2.3 Dans les amas jeunes

L'avantage de la recherche de naines brunes dans les amas jeunes est que les naines brunes y sont encore en contraction. Elles sont encore relativement chaudes et elles rayonnent ainsi une grande partie de leur énergie gravitationnelle dans le visible et l'infrarouge. A l'âge de  $\alpha$  Persée ou des Pléiades (50–120 Millions d'années), la luminosité et la température d'une naine brune massive correspondent à celle d'une M7-M8 de la séquence principale (Martin et al. 1996) et elle est donc plus facile à détecter que dans le champ, malgré la distance.

Plusieurs relevés photométriques dans les Pléiades, associés à des programmes de suivis spectroscopiques, ont permis d'identifier de nombreux candidats naines brunes (Stauffer et al. 1994, Rebolo et al. 1995, Zapatero Osorio et al. 1997a, 1997b, Cossburn et al. 1997). Deux d'entre-eux, Teide 1 et Calar 3, sont des naines brunes confirmées par le test du lithium (Rebolo et al. 1996, Basri et al. 1996). Ces deux objets sont tous les deux de type spectral M8 (Martin et al. 1996). De nombreuses autres étoiles des Pléiades détectées par ces groupes sont plus rouges ou de type spectral plus tardif que Teide 1 et Calar 3, mais le test du lithium ne leur a pas encore été appliqué.

Enfin, des candidats naines brunes commencent à être détectés dans d'autres amas que les Pléiades (Magazzu et al. 1997).



### **1.3 Importance des étoiles de très faible masse et des naines brunes dans la dynamique Galactique**

Il est maintenant clairement établi que les naines brunes existent, ce qui n'était pas le cas il n'y a seulement que deux ans. Il est également possible qu'elles constituent une population très importante, et qu'elles puissent avoir une influence importante sur la dynamique Galactique.

#### **1.3.1 La masse manquante**

Zwicky (1933), en mesurant l'énergie cinétique des galaxies dans les amas, a déterminé que le potentiel gravitationnel de ces amas est environ 100 fois supérieur à celui qui correspond à la somme des masses des étoiles visibles. Ce résultat fut confirmé par la suite par de nombreux travaux, dont on peut trouver un compte-rendu détaillé dans Trimble (1987).

Des études systématiques de la vitesse de rotation des galaxies spirales (Rubin et al. 1978, 1980) montrent également qu'elle est constante aussi loin qu'elle est observable, ce qui n'est pas compatible avec une distribution des masses confondue avec la partie optique observée des galaxies. Cet effet est également observé pour notre Galaxie (Fich et Tremaine 1991).

La masse totale des galaxies est donc nettement plus importante que celle de la somme des étoiles visibles. La distribution spatiale de cette masse semble ne pas suivre celle des étoiles visibles. Une masse manquante est ainsi révélée. De nombreux candidats invisibles (ou très difficilement détectables) ont été suggérés pour expliquer cette masse manquante: matière non baryonique, nuages fractals d'hélium et d'hydrogène moléculaire (Pfenniger et al. 1993, Pfenniger et Combes 1993), étoiles à neutrons, naines blanches, trous noirs, ou enfin naines brunes. Les modèles expliquant le phénomène de masse Galactique manquante placent souvent ces objets sombres dans le halo.

#### **1.3.2 Evènements micro-lentilles**

De nombreux programmes observationnels utilisent l'effet de micro-lentilles gravitationnelles pour la détection des objets sombres: EROS (Aubourg et al. 1993, 1995, Ansari et al. 1996), MACHO (Alcock et al. 1993, 1997a, 1997b), OGLE (Udalski et al. 1993, 1994) et DUO (Alard et al. 1995). Le phénomène de micro-lentilles gravitationnelles (Paczinsky 1986) se produit lorsque un objet sombre passe très près de la ligne de visée entre l'observateur et une étoile lointaine. L'objet sombre joue alors le rôle de lentille gravitationnelle et le flux lumineux de l'étoile lointaine, perçu par l'observateur, augmente. La durée de l'évènement dépend à la fois de la masse de l'objet sombre et de sa vitesse relative.

Deux régions préférentielles sont visées, les nuages de Magellan et le bulbe Galactique. La première de ces zones permet de détecter les évènements de micro-lentilles provoqués par des objets du halo situés entre nous et les deux galaxies satellite de la Galaxie. La seconde est destinée à repérer les évènements causés par des objets dans le disque.

Pour résumer très brièvement (des comptes-rendus détaillés peuvent être trouvés dans Schaeffer 1996 et Aubourg 1996), peu d'événements ont été observés dans les nuages de Magellan, et ceux détectés sont de longue durée, tandis qu'un nombre d'événements plus important qu'attendu a été observé en direction du bulbe Galactique.

Le nombre d'événements détectés en direction des nuages de Magellan, et leurs durées, n'est pas compatible avec une masse manquante située dans des naines brunes du halo. Différentes possibilités sont évoquées pour expliquer ces événements micro-lentilles:

1° Un halo constitué de naines blanches pouvant contenir la masse manquante (Chabrier et al. 1996) et une barre Galactique expliquant le grand nombre d'événements en direction du bulbe.

2° L'essentiel de la masse manquante est dans le disque, sous forme de naines brunes (Gould 1995).

Chacune de ces deux hypothèses possède ses inconvénients et avantages. Un halo constitué de naines blanches, pour être en accord avec les contraintes observationnelles, implique une fonction de masse initiale (IMF) des étoiles du halo très différente de celle du disque. Ainsi, dans un modèle de halo massif de naines blanches, les étoiles plus massives que  $8 M_{\odot}$  ont dû se former en très faible nombre (Chabrier et al 1996c) pour permettre d'expliquer le faible enrichissement en métaux (Ryu et al. 1992). Placer l'essentiel de la masse manquante dans le disque provoque par contre des difficultés avec les contraintes posées par les dispersions des vitesses verticales des étoiles du disque.

## 1.4 La fonction de masse

Un élément déterminant, permettant de trancher entre ces scénarios, est le comportement de la fonction de masse (nombre d'étoiles par intervalle de masse et par unité de volume) des étoiles de très faible masse et des naines brunes dans toutes les parties de la Galaxie (disque, sphéroïde, halo). Mais la détermination de la fonction de masse est très malaisée, même dans le disque, car elle fait intervenir de nombreux paramètres mal connus. Ainsi, le comportement de la fonction de masse n'est pas connu dans la zone des naines brunes (sauf dans les Pléiades, Martin et al, 1997b), et les nombreuses déterminations existantes ne sont pas en accord entre elles pour les masses inférieures à  $0.3 M_{\odot}$  (Kroupa et al. 1993, Tinney 1993b, Méra et al. 1996, Gould et al. 1996). Certaines de ces constructions de la fonction de masse montrent un accroissement monotone du nombre d'étoiles lorsque la masse décroît. D'autres, au contraire, indiquent une diminution de la fonction de masse lorsque l'on s'approche du régime naine brune.

La fonction de masse est classiquement calculée à partir de la fonction de luminosité (nombre d'étoiles par intervalle de luminosité et par unité de volume) et d'une relation masse-luminosité, ou plus précisément de la pente de cette relation:

$$\frac{dN}{dM} = \frac{dN}{dL} \times \frac{dL}{dM} \quad (1.1)$$

Au cours de cette thèse je me suis attaché à apporter une nouvelle détermination de la fonction de luminosité, avec une précision statistique meilleure que les constructions déjà existantes et pour des objets allant jusqu'au régime naine brune. Ceci a pu être entrepris grâce à l'émergence de nouvelles techniques observationnelles et ce dans le cadre de la cartographie du ciel infrarouge, DENIS. Je me suis également intéressé à apporter les éléments permettant, à terme, de contraindre observationnellement la relation masse-luminosité jusqu'à de très faibles masses. J'ai entrepris un programme de recherche de binaires de très faible masse qui a permis la découverte de nombreux nouveaux systèmes, qui permettront à court terme des mesures de masses stellaires inférieures à  $0.3M_{\odot}$ .

Nous verrons les nombreux biais ou erreurs qui peuvent entacher la construction de la fonction de masse, et qui limitent fortement, à l'heure actuelle, notre connaissance de celle-ci.

## 1.5 Autres défis posés par les étoiles de très faible masse

La connaissance des étoiles de très faible masse, et de leur fonction de masse, apporte des réponses et donne des contraintes sur bien d'autres questions que celle de la masse manquante Galactique. Nous en faisons ici une revue succincte.

### 1.5.1 Formation d'étoiles

Les scénarios de formation stellaire (Shu et al. 1987) ont besoin de la contrainte essentielle qui est le comportement de l'IMF (fonction initiale de masse: nombre d'étoiles formées par gamme de masse). Les étoiles de faible masse (naines M) sont celles qui se sont formées en plus grand nombre. Jusqu'à quelle masse cela est-il vrai? Les naines brunes sont-elles formées encore plus facilement et nombreuses? Existe-t-il au contraire une masse limite en dessous de laquelle il devient difficile de former des astres par l'effondrement d'un nuage moléculaire?

Ces questions peuvent difficilement recevoir une réponse observationnelle tant que l'IMF pour des étoiles de très faible masse et des naines brunes ne sera pas connue.

Les scénarios de formation stellaire ont également besoin de contraintes données par la statistique de binarité (fréquence des systèmes multiples, distribution des périodes, de l'excentricité, du rapport de masse) pour pouvoir trancher entre les hypothèses de capture, fission ou fragmentation pour la formation des systèmes multiples. Or, pour les étoiles de très faible masse, les paramètres de binarité sont très mal contraints observationnellement.

### 1.5.2 Physique de l'intérieur stellaire

La physique de l'intérieur stellaire des étoiles de très faible masse est complexe, avec notamment deux changements de régime dans cette gamme de masse.

Tout d'abord, pour des masses inférieures à environ  $0.3 M_{\odot}$  l'étoile perd son cœur radiatif et devient entièrement convective. Ensuite, vers  $0.1 M_{\odot}$  l'intérieur de l'étoile passe d'un régime classique à un régime quantique dégénéré. Une bonne revue des différents "ingrédients" de la physique de l'intérieur stellaire peut être trouvée dans Chabrier et Baraffe (1997).

Ces objets complexes sont donc un excellent test pour notre compréhension de la physique stellaire et plus particulièrement de celle des objets dégénérés. Les différents paramètres observationnels qui peuvent contraindre les modèles d'intérieur stellaire sont les masses, rayons, luminosités et le comportement de la rotation.

### 1.5.3 Physique de l'atmosphère stellaire

De même que la physique de l'intérieur, celle de l'atmosphère stellaire est très complexe pour les étoiles de très faible masse. La revue de Plez (1996) peut être consultée pour une description détaillée des modèles d'atmosphère des étoiles de très faible masse.

Pour des températures inférieures à 4000 K l'hydrogène se recombine ( $H + H \rightarrow H_2$ ), ce qui a pour conséquence une diminution du gradient adiabatique (Saumon et al. 1995) et provoque une pénétration de la convection dans l'atmosphère. L'hypothèse de diffusion sur laquelle se basent les modèles d'atmosphère gris n'est alors plus valide et des modèles non gris doivent être utilisés pour comprendre l'atmosphère des étoiles de très faible masse et des naines brunes. Le spectre de ces étoiles est par ailleurs constitué par des bandes d'absorption moléculaires, et une bonne connaissance des opacités moléculaires est donc nécessaire.

Il a été récemment montré (Jones et Tsuji 1997, Allard 1997) que pour des naines plus tardives que le type spectral M7, de la poussière se forme dans la photosphère. Cela a notamment pour effet de faire diminuer, puis disparaître, les bandes moléculaires de TiO qui dominent le spectre optique des étoiles entre M0 et M9 (TiO est déplété dans les grains de perovskite  $\text{CaTiO}_3$ ). Les modèles d'atmosphère des étoiles de la fin de la séquence principale et des naines brunes expliquent enfin les observations (Allard 1997) en prenant en compte l'influence de la poussière sur la composition de l'atmosphère et son opacité.

Les différents paramètres observationnels qui contraignent les modèles d'atmosphère proviennent essentiellement de la spectroscopie.

### Des contraintes observationnelles

De nombreuses contraintes observationnelles peuvent donc améliorer notre connaissance de la physique des naines brunes. Elles nécessitent avant tout une recherche d'étoiles de très faible masse et de naines brunes en nombre, prolongée par des programmes de suivis observationnels. Dans cette thèse, hormis les contraintes sur la fonction de masse, j'ai essayé d'apporter quelques éléments sur la statistique de binarité des naines M et obtenu des spectres d'étoiles de très faible masse et de naines brunes qui permettent de contraindre les modèles d'atmosphère.



D'autre part, des programmes permettant d'entreprendre à court terme des mesures de luminosités, de masses et de rayons ont été entrepris.

## Chapitre 2

# Recherche d'étoiles de très faible masse et de naines brunes dans le champ

### Sommaire

2.1	Les recherches systématiques . . . . .	15
2.2	Construction de la fonction de luminosité photométrique et biais introduits . . . . .	24
2.3	Simulation du biais provoqué par le bruit photométrique . . . . .	39
2.4	Constitution d'un échantillon d'étoiles de très faible masse et de naines brunes avec DENIS . . . . .	54
2.5	Première fonction de luminosité DENIS . . . . .	87
2.6	Les naines brunes DENIS . . . . .	94
2.7	Perspectives et passage à la fonction de masse . . . . .	113

De nombreux enjeux scientifiques reposent sur la recherche d'étoiles de très faible masse et de naines brunes du champ. Tout d'abord, la construction de la fonction de luminosité de ces objets est la première étape pour déterminer la fonction de masse et ainsi préciser l'influence de ces objets sur la dynamique Galactique. D'autre part, notre connaissance de la physique de ces objets est encore très limitée, et les modèles théoriques très faiblement contraints, par le petit nombre d'objets connus. Il est donc nécessaire de rechercher des étoiles de très faible masse pour pouvoir disposer d'un échantillon suffisamment important, jusqu'à des masses stellaires, pour démarrer une étude observationnelle de la physique des objets ayant des températures internes à la limite du brûlage de l'hydrogène et en-deça (naines brunes).

La recherche des étoiles de très faible masse est rendue difficile dans le champ par leur très faible luminosité (une étoile de  $0.1 M_{\odot}$  a une luminosité bolométrique 2000 fois plus faible que le Soleil). Une recherche systématique passe par des relevés profonds qui permettent de sonder le voisinage solaire jusqu'à une distance suffisante pour détecter un nombre conséquent

d'étoiles de très faible masse et de naines brunes. Quelques relevés de taille importante (de l'ordre de  $100^\circ$ ) ont été effectués durant les 20 dernières années et ont permis d'établir les premières fonctions de luminosité des étoiles de très faible masse. Ils seront évoqués dans la première partie de ce chapitre. Mais ces relevés n'ont pas encore permis de déterminer la fonction de luminosité jusqu'à la limite des objets stellaires.

Jusqu'à maintenant ces relevés s'effectuaient dans le visible, un domaine très mal adapté aux étoiles de très faible masse qui émettent l'essentiel de leur énergie dans l'infrarouge proche. L'avènement de nouveaux détecteurs infrarouges a permis le démarrage de deux relevés dans l'infrarouge proche, DENIS (a DEep Near Infrared Southern sky survey) et 2MASS (Two Micron All Sky Survey). Une grande partie du travail de cette thèse a été réalisée à partir de données du relevé DENIS. Ce relevé permet un sondage très profond des étoiles de très faible masse grâce à sa grande sensibilité en infrarouge proche (une étoile de type spectral M3 ( $\sim 0.2 M_\odot$ ) est ainsi détectable jusqu'à  $\sim 1$  kpc) et, ainsi, une détermination de la fonction de luminosité au moins jusqu'à la limite de brûlage de l'hydrogène et certainement au-delà, lorsqu'une fraction importante du relevé sera utilisable. D'ores et déjà, la recherche d'étoiles de très faible masse à partir de quelques champs DENIS ( $230^\circ$ ) a permis la découverte des premières naines brunes du champ.

Les nouveaux relevés infrarouges (DENIS en particulier) permettent d'ores et déjà une première construction de la fonction de luminosité du bas de la séquence principale, ainsi que la constitution d'un échantillon d'étoiles à la limite du brûlage de l'hydrogène, et de naines brunes, pour pouvoir étudier la physique de ces objets, grâce à des programmes complémentaires de suivi (spectroscopie et mesures de parallaxes).

Dans ce chapitre, je présenterai, tout d'abord, les différentes recherches systématiques d'étoiles de très faible masse effectuées dans le champ, ainsi que les fonctions de luminosité qui en sont déduites. Puis, je décrirai la construction de la fonction de luminosité à partir d'un relevé grand champ et les différents biais observationnels qui sont introduits. Pour corriger un de ces biais, provoqué par les erreurs photométriques, j'ai réalisé un modèle simple qui sera présenté. Puis, je parlerai de la constitution d'un échantillon d'étoiles de très faible masse avec DENIS, ainsi que de la fonction de luminosité qui en a été déduite. Enfin, je m'attarderai sur des naines brunes découvertes avec DENIS, ainsi que sur leurs mesures spectroscopiques.

## 2.1 Les recherches systématiques

### 2.1.1 Recherche par mouvement propre

Historiquement, les premières recherches systématiques d'étoiles de faible masse ont été faites dans le voisinage solaire en sélectionnant les sources par leur mouvement propre important. La fonction de luminosité était alors construite à partir du mouvement propre réduit  $H$  calculé avec la magnitude apparente et du mouvement propre  $\mu$ :

$$H = m + 5 + 5 \log \mu$$

qui peut s'écrire

$$H = M - 3.378 + 5 \log V_t$$

$M$  étant la magnitude absolue et  $V_t$  la vitesse tangentielle.

Pour une population caractérisée par une seule vitesse tangentielle,  $H$  dépend linéairement de la magnitude absolue. La population stellaire possède en réalité une large dispersion en  $V_t$ , il a cependant été montré (voir Wanner 1964) que si l'on considère une distribution ellipsoïdale des vitesses, il existe une vitesse tangentielle plus probable et  $H$  peut alors être empiriquement relié à  $M$  par une loi statistique. Cette technique fut utilisée pour la première fois par Luyten (1925).

$H$  est alors un estimateur de luminosité qui n'a, cependant, qu'une valeur statistique. De plus, ces fonctions de luminosité sont construites en supposant que toutes les étoiles font partie du disque: l'inclusion de quelques étoiles du halo, à grande vitesse tangentielle, relativement brillantes mais distantes, crée un excès apparent d'étoiles de très faible luminosité (Reid 1984). La fonction de luminosité de Luyten (1968), construite avec cette méthode, est la première ne montrant pas une croissance continue lorsque l'on se dirige vers les petites masses, elle montre en effet un maximum pour  $M_V \sim 14$  puis une décroissance pour les plus faibles masses. Ce pic est réel et sera retrouvé pour les fonctions de luminosité "photométriques", mais est déplacé de sa vraie position ( $M_V \sim 12$ ) par la surestimation du nombre d'étoiles de très faible masse.

De nos jours les recherches par mouvement propre ne sont plus utilisées pour déterminer la fonction de luminosité (à cause de la difficulté à leur donner une valeur statistique) mais elles restent efficaces pour la détection d'objets isolés. Très récemment, Ruiz (1997) a découvert par cette méthode une naine brune du champ, Kelu 1. La recherche de naines brunes et de naines blanches du champ à fort mouvement propre est également l'un des objectifs principaux du relevé EROS II

### 2.1.2 Les fonctions de luminosité photométriques du disque

L'avènement des plaques photographiques sensibles dans le rouge, de la digitalisation des plaques de Schmidt (avec des machines comme COSMOS ou la MAMA) et enfin des caméras

CCD, ont permis la construction des premières fonctions de luminosité “photométriques” des étoiles de très faible masse du disque Galactique. Des relevés à grand champ dans au moins deux filtres permettent une détermination de la fonction de luminosité (la méthode de construction est décrite en détail dans la partie 2.2.1). Une relation couleur-luminosité donne alors la magnitude absolue de chaque étoile.

### Les fonctions de luminosité existantes

Toutes les fonctions de luminosité dont il sera question ici, excepté celle du télescope spatial Hubble, sont représentées sur la figure 2.1.

Reid et Gilmore (1982) ont produit la première de ces fonctions de luminosité photométriques à partir de mesures COSMOS (plaque de Schmidt digitalisées) sur  $18.4^\circ$  en V et I, avec des limites en magnitude respectives de  $V \sim 21.0$  et  $I \sim 17.0$ . Par la suite, Gilmore et al. (1985), Hawkins et Bessel (1988), et Stobie et al. (1989) ont également utilisé des mesures COSMOS pour déterminer la fonction de luminosité des étoiles de très faible masse, en utilisant des surfaces comprises entre  $19^\circ$  et  $84^\circ$ .

Leggett et Hawkins (1988) ont déterminé la première fonction de luminosité dite “infra-rouge” pour une surface de  $52^\circ$ . Celle-ci n’était cependant pas entièrement basée sur des données infrarouges. Leggett et Hawkins ont en effet d’abord sélectionné les objets rouges sur des plaques de Schmidt R et I, et ont ensuite obtenu pour ces objets rouges des mesures photométriques dans la bande J. Ceci leur a permis d’utiliser (I–J) comme estimateur de luminosité, plutôt que (R–I) qui varie assez peu avec la luminosité pour les étoiles les plus froides.

Une approche similaire a été adoptée par Tinney et al. (Tinney 1993a, 1993b, Tinney et al. 1993a, 1993b) dont la fonction de luminosité des étoiles de très faible masse est actuellement celle qui repose sur le plus grand échantillon. Elle est réalisée à partir d’une sélection des sources sur une surface de  $270^\circ$  de plaques de Schmidt (avec des limites en magnitude de  $R \sim 20.5$  et  $I \sim 18$ ) avec des observations photométriques complémentaires en K.

Kirkpatrick et al. (1994) ont obtenu la première détermination de la fonction de luminosité basée sur un relevé CCD, et non plus sur des plaques de Schmidt, à partir de  $27.3^\circ$  en utilisant (R–I) et (V–I) comme estimateurs de luminosité. Une détermination de la fonction de luminosité des étoiles de très faible masse du disque a également été produite à partir de quelques champs profonds du télescope spatial Hubble (Gould et al. 1996, 1997). Cependant, il est à noter que déterminer la fonction de luminosité à partir de champ très profond nécessite une très bonne connaissance du comportement spatial de la densité en étoiles de la Galaxie, jusqu’à des distances très importantes (plusieurs fois la hauteur d’échelle du disque). En effet, comme nous le verrons dans la partie 2.2.1, une normalisation tenant compte de la structure Galactique est nécessaire pour ramener la fonction de luminosité à une densité locale. Une erreur sur la modélisation de la structure spatiale de la Galaxie se répercute alors sur la fonction de luminosité.

Enfin Kroupa (1995a) a récemment réanalysé les données de Reid et Gilmore (1982), Gilmore et al. (1985), Stobie et al. (1989) et Kirkpatrick et al. (1994) pour construire une fonction de luminosité avec une meilleure précision statistique et corrigée du biais de Malmquist (voir la section 2.2.2).

### Différences entre ces diverses déterminations de la fonction de luminosité

Trois différences existent dans la détermination de ces fonctions de luminosité: la précision statistique, la correction du biais de Malmquist et enfin la relation couleur-luminosité utilisée.

La première est la précision statistique. Les étoiles de très faible masse sont peu lumineuses et il est nécessaire d'observer de grandes surfaces du ciel, avec une bonne sensibilité, pour détecter un nombre suffisant d'objets par gamme de magnitude, et ainsi diminuer les erreurs statistiques. Toutes ces fonctions de luminosité, sauf celle du HST, ont été construites avec des magnitudes limites similaires, et c'est donc essentiellement la surface couverte qui les différencie sur ce point. Du point de vue de la précision statistique on peut distinguer trois classes de fonction de luminosité: celles construites avec de "petites" surfaces  $S < 30^\circ$  (Reid et Gilmore 1982, Gilmore et al. 1985, Stobie et al. 1989 et Kirkpatrick et al. 1994), avec de "moyennes" surfaces  $50^\circ > S > 30^\circ$  (Hawkins et Bessel 1985, Leggett et Hawkins 1988 et Kroupa 1995) et enfin celle de Tinney et al. (1993) reconstruite à partir d'une "grande" surface. Grâce à cette meilleure statistique Tinney et al. (1993) sont potentiellement capables de mettre en évidence la structure plus fine de la fonction de luminosité, et de la prolonger jusqu'à des luminosités plus faibles.

La seconde différence primordiale est la méthode utilisée pour corriger le biais de Malmquist. La source du biais de Malmquist (qui sera discuté en détail dans la partie 2.2.2) est une dispersion intrinsèque des magnitudes absolues pour une couleur donnée. En coupant un échantillon en magnitude apparente, les étoiles les plus lumineuses (pour une couleur donnée) sont alors observées jusqu'à des distances plus grandes. Le biais de Malmquist produit deux effets dans ces relevés limités en magnitude:

- *La magnitude absolue moyenne des étoiles d'une couleur donnée est plus petite dans un relevé limité en magnitude que dans un relevé limité en volume;*
- *La densité est surestimée dans un relevé limité en magnitude;*

Seules trois des constructions présentées plus haut prennent en compte ces deux effets (Leggett et Hawkins 1988, Stobie et al. 1989 et Kroupa 1995) et corrigent leurs fonctions de luminosité par la méthode de Stobie et al. (1989) (qui sera décrite dans la partie 2.2.2). Reid et Gilmore (1982), Gilmore et al. (1985) et Tinney et al. (1993) ne corrigent que le premier effet, et la fonction de luminosité de Hawkins et Bessel (1985) n'est pas corrigée du tout. Kirkpatrick et al. (1994) corrigent bien les deux effets mais ne considèrent que la dispersion en luminosité provoquée par les erreurs photométriques, alors que la dispersion intrinsèque domine. Ils sous-estiment ainsi grandement le biais de Malmquist.

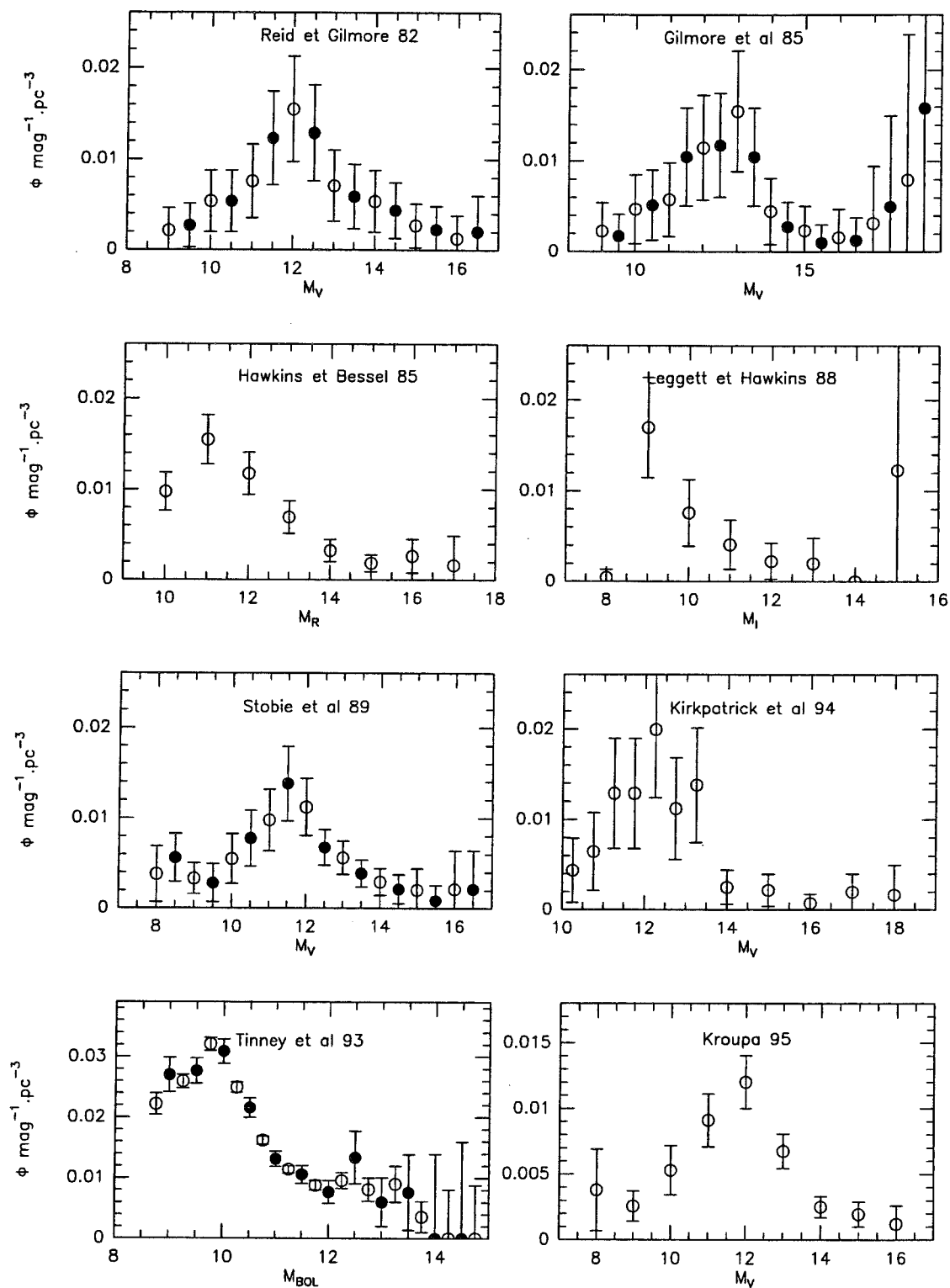


FIG. 2.1 – Les différentes fonctions de luminosité photométriques des étoiles de très faible masse du disque. Lorsque deux symboles sont utilisés, cercle vide et cercle plein, cela correspond à deux systèmes d'intervalles non indépendants. Les barres d'erreur reportées sont à  $2\sigma$ . Ces fonctions de luminosité sont déterminées dans des bandes photométriques différentes. Pour repère,  $M_V \sim 12$  est équivalent à  $M_I \sim 9.5$  et  $M_{\text{BOL}} \sim 9$

De ce point de vue, seules les trois fonctions de luminosité corrigées “correctement” du biais de Malmquist sont valables. Il faut de plus préciser que les paramètres nécessaires à la correction (dispersion intrinsèque en magnitude absolue pour une luminosité donnée) sont incertains et donc garder en vue les limitations de cette correction.

La relation magnitude-couleur choisie, pour estimer les parallaxes photométriques est primordiale, comme nous le verrons dans la partie 2.2.4. Reid et Gizis (1997) attirent l’attention sur l’utilisation de trois relations couleur-luminosité  $M_V : V - I$  (magnitude absolue  $V$  par rapport à la couleur ( $V-I$ )) différentes pour les quatre travaux sur lesquels Kroupa (1995a) se base pour construire sa fonction de luminosité. Stobie et al. (1989) utilisent notamment une relation linéaire alors que la relation montre une rupture de linéarité pour  $M_V \sim 12$ . Une erreur dans l’estimation de la relation couleur-luminosité crée des erreurs très importantes dans la fonction de luminosité (voir partie 2.2.4). Kroupa (1995a) n’ayant pas pris en compte cet effet en compilant les données, sa fonction de luminosité est créée avec des relations  $M_V : V - I$  inhomogènes.

### Comportement de la fonction de luminosité photométrique

Malgré leurs différences, toutes ces déterminations de la fonction de luminosité montrent un comportement commun, observé pour la première fois par Luyten (1968). Après une croissance continue des fortes aux faibles luminosités, un pic apparaît vers  $M_V = 12$  (ce qui correspond à peu près à  $0.25M_\odot$ ), suivi d’une décroissance significative. Le comportement de la fonction de luminosité, après cette chute, n’est pas encore déterminé observationnellement. La seule construction possédant une statistique suffisante (Tinney et al. 1993) montre une fonction de luminosité plate après cette décroissance. Cependant la détermination de Tinney et al. (1993) n’est que partiellement corrigée du biais de Malmquist, et ne peut pas permettre de clore le débat.

Le comportement de la fonction de luminosité reflète en partie celui de la fonction de masse, mais également de la pente de la relation masse-luminosité (voir équation 1.1). Ainsi, un pic de la fonction de luminosité ne signifie nullement que la fonction de masse possède elle même un pic, mais peut être dû à un changement brutal de la pente de la relation masse-luminosité. Or, dans la gamme des étoiles de très faible masse des phénomènes physiques (recombinaison de  $H_2$  pour  $T_{eff} < 4000K$  et passage d’un régime classique à un régime dégénéré du coeur des étoiles) causent des variations importantes de cette pente. Il sera question beaucoup plus en détails de la relation masse-luminosité et de son influence sur la construction de la fonction de masse dans le chapitre 3. Il est ainsi établi que le pic de la fonction de luminosité pour  $M_V = 12$  est provoqué par le changement de pente de la relation masse-luminosité dû à la recombinaison de  $H_2$ .

Enfin, la présence de binaires non résolues dans l’échantillon complique l’interprétation physique de la fonction de luminosité déterminée à partir de comptages grand champ. Ceux-ci ne pouvant séparer les binaires, des biais sont introduits (causés par la non détection du



compagnon, la couleur du couple différente de celle de la primaire, la sur-luminosité d'une binaire par rapport à une étoile simple), ils seront discutés en détails dans la partie 2.2.3.

### 2.1.3 Fonction de luminosité du voisinage solaire

La fonction de luminosité des étoiles du voisinage solaire est construite à partir de sous-ensembles du catalogue des étoiles proches (à  $d < 25$  pc, CNS3, Gliese et Jahreiss 1991). Ce catalogue est une vaste compilation de tous les objets connus jusqu'à cette distance. Il repose donc sur de nombreuses recherches inhomogènes et il est délicat d'estimer la complétude de l'ensemble. Il a été montré que, pour l'intervalle de type spectral K5–M8, le catalogue de Gliese n'était complet, au nord de  $\delta = -25^\circ$ , que jusqu'à environ 5 pc et qu'un nombre important de systèmes était encore à découvrir à moins de 8pc (Henry et al. 1994, Henry et al. 1997). La situation pour l'hémisphère Sud est encore plus mauvaise. De plus, pour de nombreuses étoiles seule une parallaxe photométrique est disponible, ce qui introduit des biais, à commencer par une sous estimation de la distance des binaires inconnues.

Une différence fondamentale entre les fonctions de luminosité photométriques et celles du voisinage concerne la séparation des binaires. Des recherches de binarité ayant été effectuées sur les étoiles proches, la plupart des compagnons sont supposés connus et chaque composant des systèmes multiples peut être compté. Les fonctions de luminosité du voisinage solaire ne doivent donc pas être touchées par le biais de binarité. Cependant il convient de se méfier de l'incomplétude des catalogues d'étoiles proches au-delà de 5 pc, et de l'incomplétude des études de binarité pour la même distance (voir le Chapitre 3). Ces deux limitations conduisent à construire la fonction de luminosité du voisinage solaire sur un échantillon d'étoiles très proches ( $\sim 5$ pc), ce qui entraîne d'importantes incertitudes statistiques.

### Les différentes fonctions de luminosité du voisinage solaire

Wielen et al. (1983) ont construit la fonction de luminosité du voisinage solaire à partir du catalogue de Gliese, en adoptant des distances de complétude variables suivant les luminosités. Pour la gamme des étoiles de très faible masse ils considèrent que le catalogue est complet jusqu'à 10pc pour  $M_V < 11.5$  ( $\sim M_2$ ) et jusqu'à 5 pc pour les objets plus faibles. Cependant, depuis ce travail, de nombreuses binaires ont été découvertes dans cet échantillon. Cette fonction de luminosité ne peut donc être considérée comme complète.

Dahn et al. (1986) redéfinissent l'échantillon à 5.2 pc (à partir des parallaxes de l'US Naval Observatory) au nord de  $\delta = -20^\circ$  constitué de 38 étoiles. Kroupa et al. (1993) revoient cet échantillon en prenant en compte la découverte de la binarité de Gl 866 (Leinert et al. 1986, McCarthy et al. 1987). Cependant, dans cette fonction de luminosité, deux étoiles connues ne sont pas prises en compte et trois devraient être rejetées.

- Gl 166C est rejetée par Kroupa (1995b) sous l'argument qu'elle est le compagnon d'une naine blanche et ne peut être reproduite par leur modèle de binarité.

$M_V$	$n_K$	$n$
(1)	(2)	(3)
12	7	6
13	5	6
14	2	2
15	9	8
16	4	4
17	5	5

TAB. 2.1 – *Echantillon permettant de construire la fonction de luminosité du voisinage solaire. (2) Nombre d'étoiles considéré par Kroupa, (3) nombre d'étoiles dans l'état actuel de nos connaissances en redéfinissant l'échantillon à 5.2pc et en introduisant GL166C et GL866C*

- Gl 866 est une étoile triple. La troisième composante est citée par Kroupa mais non prise en compte.
- Gl 445 et GJ1116A et B sont plus éloignées que 5.2 pc après révision de leurs parallaxes (5.22 et 5.23 pc). Plutôt que de les éliminer de son échantillon (deux de ces objets sont faibles et ils ont une contribution significative dans la queue de la fonction de luminosité), il change la limite de son échantillon à 5.23pc. Ceci est tendancieux car revient à utiliser des erreurs poissonniennes pour accroître la fonction de luminosité aux faibles magnitudes.

Si la distance limite est remise à sa valeur initiale de 5.2pc (rejet des 3 étoiles plus lointaines) et que Gl 166C et Gl 866C sont rajoutées dans l'échantillon (en supposant pour cette dernière  $M_V \sim 16.0$ , ce qui est difficile à estimer actuellement) nous obtenons de très légères différences par rapport à la fonction de luminosité de Kroupa (1995b) (table 2.1), mais négligeables par rapport aux incertitudes statistiques.

Henry et McCarthy (1990) et Reid et al. (1995) ont également reconstruit la fonction de luminosité du voisinage solaire ( $d \sim 5pc$ ) après leurs mesures en interférométrie des tavelures, pour les premiers, et à partir d'un estimateur spectrométrique de distance, pour les seconds.

Reid et Gizis (1997) ont construit la fonction de luminosité des étoiles à moins de 8 pc, au Nord de  $\delta = -30^\circ$ . Reid et al. (1995) estiment, par l'étude de la répartition spatiale des étoiles du CNS3 (catalogue de Gliese), que cet échantillon est pratiquement complet pour les systèmes plus brillants que  $M_V = 14$ , mais qu'il est certainement très incomplet pour les systèmes plus faibles. Cependant, nous verrons dans le Chapitre 3 que de nombreuses binaires sont inconnues dans cet échantillon, et que cette fonction de luminosité ne peut être considérée comme complète.

La fonction de luminosité des étoiles du voisinage solaire à moins de 5.2 pc est certainement très proche d'être complète dans la gamme des masses stellaires, mais vu le faible nombre d'objets les erreurs statistiques sont énormes. Dès que la distance maximale est augmentée

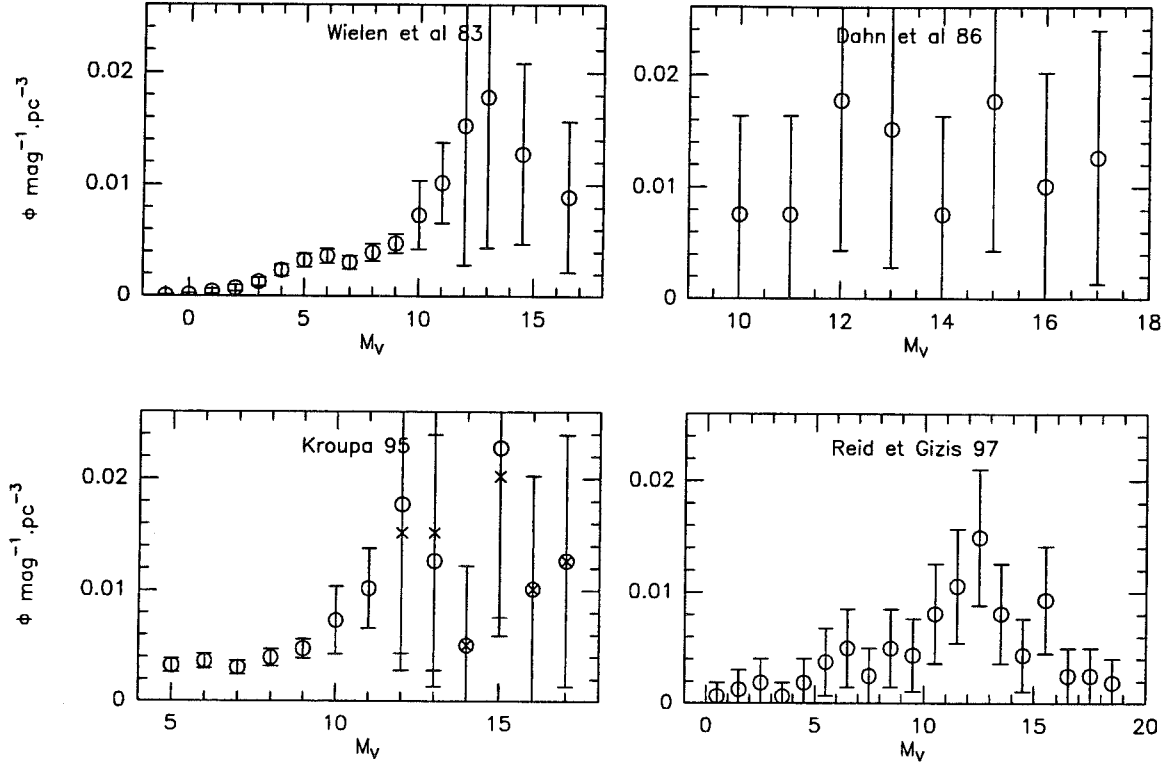


FIG. 2.2 – Les différentes estimations de la fonction de luminosité du voisinage solaire. Les fonctions de luminosité de Wielen et al. et de Reid et Gizis sont incomplètes en binaires. Les symboles pour Kroupa 95 sont: cercles: fonction originale, croix: fonction révisée en redéfinissant l'échantillon à 5.2pc et en rajoutant 2 étoiles "éliminées" par Kroupa. Les barres d'erreur indiquées sont à  $2\sigma$ .

pour améliorer la statistique nous nous trouvons confronté à la non complétude des recherches de binaires ainsi qu'à celle de l'échantillon des systèmes du voisinage solaire (figure 2.2). Cependant les différents programmes de recherche de binaires débutés (voir Chapitre 3), et les relevés à grand champ DENIS et 2MASS devraient grandement améliorer cette situation dans les années à venir et permettre de construire une fonction de luminosité "complète" sur un échantillon statistiquement probant.

### Comportement de la fonction de luminosité du voisinage solaire et différence avec la fonction de luminosité photométrique

Les fonctions de luminosité photométrique et du voisinage solaire (je ne parlerai ici que de la fonction de luminosité à 5.2 pc, les échantillons plus lointains n'étant pas encore complets en étoiles multiples) sont en accord pour les étoiles brillantes. Par contre au delà de  $M_V = 13$  la fonction de luminosité photométrique chute alors que celle du voisinage solaire reste relativement plate. Ce désaccord est abondamment discuté depuis une dizaine d'années (Dahn et al. 1986, Reid 1991, Kroupa et al. 1991, Kroupa et al 1993, Kroupa 1995a et 1995b, Reid

et Gizis 1997), sans qu'un réel consensus ne se dégage. Deux explications sont couramment envisagées: soit une surpopulation locale d'étoiles de luminosité  $M_V > 14$  expliquée par une fluctuation statistique à  $(3.5\sigma)$  dans l'échantillon à 5.2pc, soit un rôle important joué par les binaires non résolues dans les recherches grand champ.

L'analyse statistique de Kroupa (1995a) montre que la différence entre les deux familles de fonctions de luminosité est significative. Cependant ses calculs ont été menés en ne considérant que les incertitudes statistiques, alors que les erreurs dominantes proviennent en fait des différentes relations couleur-magnitude utilisées, dont certaines sont assez éloignées des points observationnels (voir Reid et Gizis 1997). La dispersion de ces relations, dans l'intervalle  $13 < M_V < 16$  peut être supérieure à 0.5 mag et nous verrons plus loin (partie 2.2.4) que des erreurs  $\Delta m$  sur cette relation entraînent des incertitudes sur la fonction de luminosité  $\frac{\Delta\Phi}{\Phi} = 0.6 \ln 10 \Delta m = 1.4 \Delta m$ .

L'effet des binaires non résolues sur la fonction de luminosité photométrique sera discutée plus en détail dans la partie 2.2.3. Deux écoles s'opposent, la première (Kroupa et al. 1991, Kroupa et al. 1993, Kroupa 1995b) estime qu'une correction de cet effet met en accord les deux types de fonction de luminosité, la seconde (Reid 1991, Reid et Gizis 1997) conteste ce résultat et affirme le contraire. Ce désaccord est essentiellement dû à des hypothèses différentes sur la fraction de binaires parmi les naines M et à la distribution des rapports de masse. Ces paramètres sont actuellement très mal connus, la situation s'éclaircira un peu lorsque nos programmes de recherches de binaires du voisinage (présentés dans le Chapitre 3) fourniront l'intégralité de leurs résultats. Il sera alors possible de construire une fonction de luminosité du voisinage solaire avec un échantillon plus vaste, et les paramètres de binarité des naines M seront beaucoup mieux contraints.

Plus récemment, Reid et Gizis (1997) attribuent le désaccord entre fonctions de luminosité du voisinage et photométrique à l'utilisation de relations couleur-luminosité inadéquates pour la construction de la seconde. Cependant ils basent leur étude comparative des deux fonctions sur leur fonction du voisinage à 8pc qui est incomplète et biaisée.

## 2.2 Construction de la fonction de luminosité photométrique et biais introduits

Nous allons maintenant étudier comment une fonction de luminosité est construite à partir de comptages grand champ, ainsi que les biais et limitations intrinsèques de cette méthode.

### 2.2.1 Les estimateurs de la fonction de luminosité

La fonction de luminosité photométrique est déterminée en considérant un échantillon limité en volume, avec un volume variable suivant la luminosité des étoiles. La méthode classique (Schmidt 1968) consiste à estimer la parallaxe photométrique de chaque étoile par une relation couleur-luminosité. Elle est ensuite comptée comme l'inverse du volume maximum dans lequel elle est observable (dépendant donc de la limite de sensibilité du relevé). L'estimateur de Schmidt s'écrit alors:

$$\Phi_S(M) = \sum_{j=1}^N \frac{1}{V_{max\ j}}$$

Où la sommation est effectuée sur toutes les étoiles situées à l'intérieur d'un intervalle donné en luminosité. Nous obtenons alors une densité en  $pc^{-3} mag^{-1}$ .

Si les étoiles obéissent exactement à une relation couleur-luminosité, cet estimateur est non biaisé, mais il ne tient pas compte d'une éventuelle densité non uniforme (et notamment de la hauteur d'échelle du disque Galactique). Pour prendre en compte cet effet on utilise l'estimateur de Schmidt généralisé (Felten 1976, Stobie et al. 1989, Tinney et al. 1993b) qui corrige du gradient de densité en considérant le volume généralisé:

$$V_{Gen} = \Omega \int Z^2 \frac{\rho(\Omega, Z)}{\rho_0} dZ$$

Où  $\Omega$  est l'angle solide couvert par le relevé et  $\rho_0$  la densité locale. Ce volume généralisé prend en compte la variation de densité du disque Galactique et permet de se ramener à la densité locale. Pour une distribution en densité exponentielle (en direction du pôle Galactique),  $\rho(\Omega, Z)/\rho_0 = \exp(-Z/h)$ , nous obtenons en posant  $y = Z/h$

$$V_{Gen} = \Omega h^3 [2 - (y^2 + 2y + 2)\exp(-y)]$$

Où  $h$  est la hauteur d'échelle du disque Galactique.

Cette expression peut être généralisée à une latitude Galactique  $b$  quelconque par:

$$V_{Gen} = \Omega \frac{h^3}{\sin^3 b} [2 - (\xi^2 + 2\xi + 2)\exp(-\xi)] \quad (2.1)$$

En posant  $\xi = d \sin b / h$ ,  $d$  étant la distance de l'étoile.

Dans l'estimateur de Schmidt généralisé chaque étoile est comptée comme l'inverse du volume généralisé maximum dans lequel elle est détectable.

$$\Phi_G = \sum_{j=1}^N \frac{1}{V_{Gen \ max \ j}}$$

Felten (1976) montre que les incertitudes sont essentiellement poissonniennes et que la variance de cet estimateur est:

$$Var(\Phi_G) = \sum_{j=1}^N \frac{1}{V_{Gen \ max \ j}^2}$$

De nombreuses erreurs ou biais peuvent entacher la fonction de luminosité déterminée avec l'estimateur de Schmidt généralisé. Tout d'abord, la détermination de la fonction de luminosité dépend de deux facteurs, la distance maximale de détection de chaque étoile et la hauteur d'échelle du disque Galactique. Nous verrons que des incertitudes sur ces termes amènent des imprécisions importantes sur la fonction de luminosité. D'autre part, les biais résultant (1°) des erreurs photométriques, (2°) de la dispersion intrinsèque des relations couleur-luminosité (biais de Malmquist) et (3°) des binaires non résolues sont importants et doivent donc être corrigés. Cependant, nous verrons que les paramètres nécessaires pour corriger certains d'entre eux sont très mal connus, ce qui rend ces corrections très incertaines.

### 2.2.2 Biais de Malmquist

Nous allons étudier dans cette partie le du biais de Malmquist dont une analyse plus détaillée peut être trouvée dans Mihalas (1968):

#### Equations du comptage d'étoiles

Soit:

- $N(m)$  le nombre total d'étoiles observées, par unité de surface, de magnitude visuelle inférieure à  $m$ .
- $A(m)dm$  le nombre d'étoiles de magnitude visuelle  $m$  comprises entre  $m$  et  $m + dm$ , toujours par unité de surface.

$$A(m) = \frac{dN(m)}{dm} \tag{2.2}$$

- $\psi(r, l, b, M, S)$  la densité spatiale d'étoiles, pour une magnitude absolue  $M$  et un type spectral  $S$  donné ( $r$ ,  $l$  et  $b$  étant la distance, la latitude et la longitude Galactique). Tant que l'on ne s'intéresse qu'au voisinage solaire nous pouvons négliger la dépendance de  $\psi$  en fonction de la latitude et longitude Galactiques.  $\psi(r, M, S)$  peut alors s'écrire comme le produit de deux fonctions indépendantes:

- $D_S(r)$ , la densité spatiale d'étoiles de type spectral S en fonction de la distance au plan Galactique.
- $\Phi(M, S)$ , la fonction de luminosité

$$\psi(r, M, S) dr dM = D_S(r) dr \Phi(M, S) dM \quad (2.3)$$

En pratique, on utilise la fonction de luminosité intégrée sur les types spectraux, en supposant que  $D_S(r)$  est indépendante du type spectral.

$$\Phi(M) = \sum_S \Phi(M, S)$$

Une étoile de magnitude absolue M, apparaît à la distance r avec la magnitude visuelle:

$$m = 5 \log r + M - 5 + a(r) \quad (2.4)$$

$a(r)$  étant l'absorption.

Si l'on regarde la contribution pour le comptage d'étoiles d'un élément de volume à la distance r et d'angle solide  $\omega$ :

$$dA(m, S) = \Phi(m - 5 \log r + 5 - a(r), S) D_S(r) \omega r^2 dr \quad (2.5)$$

d'où:

$$A(m, S) = \omega \int_0^\infty \Phi(m - 5 \log r + 5 - a(r), S) D_S(r) r^2 dr \quad (2.6)$$

Ne nous intéressant qu'à des étoiles relativement proche et à haute latitude Galactique nous négligerons l'absorption. Un traitement du terme  $a(r)$  est donné par exemple dans Mihalas (1968).

### La méthode de Malmquist

Le biais de Malmquist provient du couplage entre une dispersion intrinsèque dans les relations couleur-luminosité et une définition d'échantillon par une coupure en luminosité. A une couleur (ou type spectral) donnée ne correspond pas une seule luminosité donnée, mais une distribution. Cette non-unicité des relations couleur-luminosité (ou type spectral-luminosité) a pour source des phénomènes physiques (dispersion intrinsèque en métallicité et en âge), de multiplicité (binaires non reconnues et sur-lumineuses pour leur couleur) ou observationnels (erreur photométrique sur la couleur).

Pour un échantillon limité en magnitude, le biais de Malmquist a pour origine une magnitude absolue moyenne observée  $\langle M(m) \rangle$  inférieure à la vraie magnitude moyenne  $M_0$  pour des étoiles d'une couleur donnée (voir fig 2.3): parmi les étoiles les plus distantes seules les

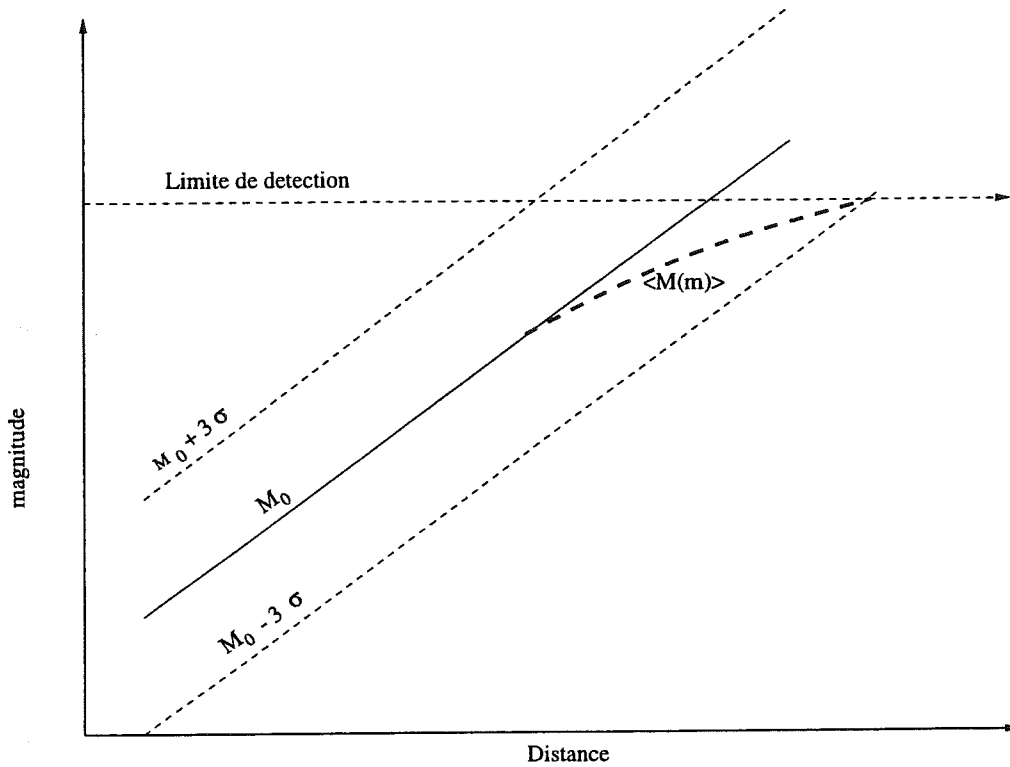


FIG. 2.3 – La source du biais de Malmquist est, que pour un échantillon limité en magnitude la magnitude absolue moyenne observée  $\langle M(m) \rangle$ , pour des étoiles d'une couleur donnée, est différente de la magnitude moyenne réelle  $M_0$ . Parmi les étoiles les plus distantes seules les plus lumineuses sont observées.

plus lumineuses sont observées. Malmquist (1920) proposa la première méthode de correction de ce biais.

Dans cette méthode classique, il est supposé que, pour une couleur donnée, la distribution en magnitude absolue est gaussienne. La fonction de luminosité pour une couleur donnée s'écrit alors:

$$\Phi(M, S) = \frac{\Phi_0}{\sigma} \exp[-(M - M_0)^2 / 2\sigma^2] \quad (2.7)$$

Toujours en considérant une classe d'étoiles de même couleur, la magnitude absolue moyenne s'écrit en fonction de la magnitude apparente comme  $\langle M(m, r) \rangle$  étant le nombre d'étoiles à la distance  $r$  par unité d'angle solide):

$$\langle M(m) \rangle = \frac{\int_0^\infty M(m, r) q(m, r) dr}{\int_0^\infty q(m, r) dr} = \frac{\int_0^\infty M(m, r) dA(m, S)}{A(m, S)} \quad (2.8)$$

d'où, en réinjectant l'équation 2.5:

$$\langle M(m) \rangle = \frac{\omega}{A(m, S)} \int_0^\infty (m + 5 - 5 \log r) \Phi(m + 5 - 5 \log r, S) D_S(r) r^2 dr \quad (2.9)$$



On peut écrire  $A(m, S)$  à partir de 2.6 et 2.7:

$$A(m, S) = \omega \frac{\Phi_0}{\sigma} \int_0^\infty \exp\left[-\frac{(m + 5 - 5 \log r - M_0)^2}{2\sigma^2}\right] D_S(r) r^2 dr. \quad (2.10)$$

d'où en différenciant par rapport à  $m$ :

$$\frac{dA(m, S)}{dm} = -\frac{\omega}{\sigma^2} \left(\frac{\Phi_0}{\sigma}\right) \int_0^\infty (m + 5 - 5 \log r - M_0) \exp\left[-\frac{(m + 5 - 5 \log r - M_0)^2}{2\sigma^2}\right] D_S(r) r^2 dr. \quad (2.11)$$

En réinjectant la définition de  $\langle M(m) \rangle$  (2.9) et de  $A(m)$  (2.10) nous obtenons alors:

$$\sigma^2 \frac{dA(m, S)}{dm} = -A(m, S) \langle M(m) \rangle + M_0 A(m, S) \quad (2.12)$$

où:

$$\Delta M = \langle M(m) \rangle - M_0 = -\sigma^2 \frac{1}{A(m, S)} \frac{dA(m, S)}{dm} \quad (2.13)$$

La dispersion dans la relation couleur-luminosité produit alors deux effets distincts sur les comptages d'étoiles basés sur des échantillons limités en magnitude:

- La magnitude absolue moyenne des étoiles de couleur et de magnitude visuelle données dans un échantillon limité en magnitude,  $\langle M(m) \rangle$ , est plus brillante que celle d'un échantillon limité en volume  $M_0$ . C'est le biais de Malmquist classique.
- Le nombres d'étoiles à  $m$  et couleur données est plus grand qu'il ne le serait en l'absence de dispersion, les étoiles les plus brillantes étant observées à plus grande distance, et le nombre croissant en  $d^3$ .

### Correction du biais de Malmquist

La correction utilisée pour les premières fonctions de luminosité photométriques des étoiles de très faible masse (voir par exemple Reid et Gilmore 1982) consistait à appliquer la relation 2.13 étoile par étoile pour estimer la vraie magnitude absolue moyenne. Le second effet du biais de Malmquist n'est alors pas corrigé.

Stobie et al. (1989) proposèrent la correction analytique qui fut utilisée par la suite (Leggett and Hawkins (1988), Kirkpatrick et al. (1994), Kroupa (1995a) et partiellement par Tinney (1993b):

En considérant une loi de densité exponentielle pour le disque Galactique,  $A(m, S)$  s'écrit:

$$A(m, S) \propto y^3 \exp(-y)$$

avec  $y = z/h$  ( $h$  étant la hauteur d'échelle du disque Galactique).  $y$  peut s'écrire en fonction des magnitudes absolues et apparentes.

$$y = h^{-1} \exp\{\ln 10[1 + 0.2(m - M)]\} \quad (2.14)$$

d'où:

$$\frac{dy}{dm} = 0.2 \ln 10 y$$

L'équation de Malmquist (2.13) s'écrit alors:

$$\Delta M = -\sigma^2 \frac{1}{A} \frac{dA}{dm} = -0.2 \ln 10 \sigma^2 (3 - y) \quad (2.15)$$

Pour les objets situés à moins de 3 fois la hauteur d'échelle du disque Galactique, la magnitude absolue moyenne des objets observés est plus brillante que la vraie moyenne, alors que c'est le contraire au-delà.

Stobie et al. considèrent, pour simplifier, que la densité spatiale est constante ( $y = 0$ ). Le biais de Malmquist est alors le même pour tout les objets et ne dépend plus de leur distance de détection. Stobie et al. montrent alors que l'effet sur la fonction de luminosité est:

$$\frac{\Delta \Phi}{\Phi} \simeq (0.6 \ln 10)^2 \sigma^2 - 0.6 \ln 10 \sigma^2 \frac{\Phi'}{\Phi} \quad (2.16)$$

où  $\Phi' = d\Phi/dM$ .

Le premier terme corrige l'effet de la surestimation du nombre d'objets à une couleur donnée (les étoiles les plus lumineuses observées plus loin accroissant ce nombre) et le second corrige la translation de la fonction de luminosité de  $M_0$  à  $M_0 + \Delta M$ .

Cette méthode ne prend cependant pas en compte la convolution de la dispersion de l'estimateur de luminosité avec la fonction de luminosité. Une fonction de luminosité vraie, très piquée sur une valeur se verra dispersée dans sa reconstruction par la dispersion sur l'indicateur de luminosité. Pour considérer cet effet Stobie et al. (1989) étudient l'effet des erreurs sur la magnitude absolue ( $f(\Delta)$  étant la distribution de ces erreurs) sur la fonction de densité ( $g(m, M)$ ) dans le plan des vraies magnitudes ( $m-M$ ).  $g^*(m, M^*)$  est alors la densité dans le plan magnitude visuelle - magnitude absolue estimée:

$$g^*(m, M^*) = \int g(m, M^* + \Delta) f(\Delta) d\Delta \quad (2.17)$$

En considérant à nouveau une densité spatiale constante, ils établissent la relation qui fut utilisée par la suite pour corriger les fonctions de luminosité photométriques les plus récentes:

$$\frac{\Delta \Phi}{\Phi} = \frac{1}{2} \sigma^2 [(0.6 \ln 10)^2 - 1.2 \ln 10 \frac{\Phi'}{\Phi} + \frac{\Phi''}{\Phi}] \quad (2.18)$$

Il est à remarquer que les méthodes analytiques utilisées pour corriger le biais de Malmquist considèrent toutes une dispersion gaussienne des magnitudes absolues d'une classe d'étoiles donnée. Or, deux sources de cette dispersion au moins produisent une dispersion qui en aucun cas ne peut être considérée comme gaussienne: les binaires non résolues et les erreurs instrumentales sur l'indicateur de luminosité. Les binaires non résolues produisent

deux effets qui demandent un traitement différent de celui du biais de Malmquist. Ils seront discutés dans la partie 2.2.3.

L'indicateur de luminosité est une couleur photométrique qui est sujette à du bruit instrumental. Ce bruit est classiquement reporté sur la magnitude absolue et traité avec le biais de Malmquist. Cependant les erreurs photométriques sont gaussiennes sur le flux mais pas sur la magnitude apparente. Je propose dans la partie 2.3 un traitement du biais causé par les erreurs photométriques. Il n'y a d'autre part aucune raison pour que la dispersion naturelle (composition chimique et âge) produisent une distribution gaussienne des magnitudes absolues.

Il est enfin à noter que le choix de la couleur utilisée comme estimateur de luminosité joue sur le niveau du biais de Malmquist, toutes les relations couleur-luminosité ne possédant pas la même dispersion intrinsèque. Leggett et Hawkins (1988) montrent par exemple que la relation  $M_I : I - J$  possède une dispersion bien moindre que  $M_I : I - K$  car la bande K est plus sensible à des effets de métallicité et de pression. L'utilisation de  $I - J$  minimise le biais de Malmquist. De plus, pour minimiser les effets des erreurs photométriques il convient de choisir une relation couleur-luminosité possédant une pente faible, ainsi ces erreurs se répercutent moins sur la luminosité estimée.  $I - J$  répond également bien à ce second critère et est un meilleur estimateur de luminosité (et de température effective).

### 2.2.3 Biais de binarité

Les binaires non résolues par les comptages grand champ posent certainement le problème le plus important pour la reconstruction de la fonction de luminosité des étoiles. Les étoiles multiples serrées ne sont pas séparées par les relevés grand champ et sont comptées comme un seul objet. La séparation limite pour laquelle une binaire n'est détectée que comme un objet simple, dépend à la fois des caractéristiques du relevé (résolution) et du contraste en magnitude des deux composantes. Trois problèmes se posent alors:

- Les binaires sont détectées à des distances plus grandes que les étoiles simples, ce qui crée une surestimation de la fonction de luminosité (similaire au second effet du biais de Malmquist).
- La couleur d'une binaire n'est pas celle de la primaire. Elle est rougie par son compagnon de plus faible masse. La relation couleur-luminosité est alors inadéquate pour attribuer une magnitude à la primaire.
- Les étoiles de très faible masse, compagnons d'objets plus massifs, ne sont pas comptabilisées dans les comptages grand champ car non-détectées. Cela peut créer une sous-estimation de la fonction de luminosité pour les plus faibles luminosités.

Pour le premier effet, les binaires non résolues produisent une dispersion dissymétrique de la distribution de la magnitude absolue pour des étoiles d'une couleur donnée, avec uni-

quement des objets plus lumineux. Cet effet de surestimation du nombre d'objets, équivalent au biais de Malmquist, ne peut donc être traité avec la méthode analytique de Stobie et al. (1989). Un traitement numérique (Kroupa et al. (1993) par exemple) permet de corriger les deux premiers effets et donc de construire la fonction de luminosité des primaires, mais il demande une connaissance du taux de binaires et de la distribution des rapports de masse pour les naines M. Ces deux paramètres sont actuellement très mal déterminés et rendent impossible une correction fiable de ces effets.

Comme nous l'avons vu, le troisième effet est souvent invoqué pour expliquer la différence entre les fonctions de luminosité du voisinage et photométrique. Les étoiles de très faible masse, compagnons d'objets plus massifs, ne sont pas comptabilisées dans les comptages grand champ car non détectées. Elles le sont par contre dans la fonction de luminosité du voisinage solaire, ce qui peut expliquer que les deux fonctions diffèrent pour les plus faibles masses.

Deux écoles s'opposent actuellement sur l'importance de cette correction. Kroupa et al. (Kroupa et al 1991, 1993, Kroupa 1995b) affirment qu'elle permet d'unifier les deux fonctions de luminosité et Reid et al. (Reid 1991, Reid et Gizis 1997) affirment le contraire. L'essentiel de leur désaccord repose sur les valeurs à attribuer aux deux paramètres cruciaux pour cette étude: taux de binaires et distribution des rapports de masse.

Je ferai maintenant une revue succincte des arguments de chacune de ces deux écoles.

### **Les binaires non résolues ne peuvent pas réunifier les 2 fonctions de luminosité**

Reid (1991) effectue des simulations Monte Carlo en considérant une fonction de luminosité "vraie" proche de celle du voisinage solaire à 5.2 pc de Dahn et al. (1986). Une fraction  $f$  des étoiles est ensuite regroupée en binaires, leurs couleurs et luminosités résultantes sont calculées et la fonction de luminosité photométrique reconstruite.

Reid regroupe les binaires selon deux populations: les binaires de longue période dont les deux composantes sont choisies aléatoirement sur la même fonction de luminosité, et les binaires de courtes périodes pour lesquelles la différence de luminosité entre les deux composantes est limitée à 2 magnitudes. Ce choix repose sur les travaux de Abt et Levy (1976) qui ont montré que le rapport de masse pour les naines F et G dépend de la période, avec une forte prédominance des rapports de masse proche de 1 pour les périodes courtes. Reid montre que les binaires plus proches que 10 pc (naines M incluses) semblent suivre cette tendance. Il conclut que pour une fraction de binaires  $f$  comprise entre 30% et 50%, et également répartie entre les 2 populations, les deux premiers effets (croissance de la distance limite de détection pour les binaires et changement de la couleur) compensent (voir surcompensent) l'effet des compagnons faibles non détectés. Les binaires non-résolues ne peuvent alors pas réunifier les 2 fonctions de luminosité.

Reid et Gizis (1997) reprennent ces calculs en se basant cette fois sur une "vraie" fonction de luminosité (voisinage solaire pour  $d < 8$  pc) qu'ils ont déterminé. Ils justifient leur choix

de deux populations de binaires, et d'un taux de binaires de 35%, à partir de la distribution des binaires à 8pc. A nouveau, à partir de ce modèle, ils rejettent une unification possible des 2 fonctions de luminosité. Par contre ils attribuent la différence entre les 2 fonctions à un choix inadéquat de la relation couleur-luminosité utilisée pour construire la fonction de luminosité photométrique.

### Les binaires non résolues peuvent réunifier les 2 fonctions de luminosité

Une approche différente du problème est adoptée par Kroupa et al. (1991) qui considèrent une fonction de masse constituée par une double loi de puissance:

$$\xi(m) = \begin{cases} n(m/m_0)^{-\alpha_1} & \text{if } m_1 \leq m \leq m_0 \\ n(m/m_0)^{-\alpha_2} & \text{if } m_0 \leq m \leq m_2 \end{cases} \quad (2.19)$$

Une fraction  $f$  de systèmes binaires sont ensuite créés avec 2 composantes choisies aléatoirement sur la même fonction de masse. A partir de cette fonction de masse, d'une relation masse-luminosité, construite par Kroupa et al. (1990), et d'une relation couleur-luminosité linéaire (celle utilisée par Stobie et al.), ils construisent la fonction de luminosité photométrique et du voisinage solaire (en résolvant les binaires). Ils explorent l'espace de paramètres  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $m_0$  et  $f$ , et calculent la probabilité que leur modèle reproduise conjointement la fonction de luminosité du voisinage de Dahn et al. (1986) et celle photométrique de Stobie et al. (1989). Le meilleur résultat est obtenu pour une fraction de binaires de 1 (toutes les étoiles sont des binaires), leur fonction de masse est alors croissante jusqu'à la limite de brûlage de l'hydrogène. La fraction de binaires minimale pour mettre en accord les 2 fonctions de luminosité est comprise entre 43% et 56%, suivant que l'on considère que la correction du biais de Malmquist de Stobie et al. (1989) corrige de la sur-représentation des binaires ou non.

Kroupa et al. (1993) complexifient l'étude de Kroupa et al. (1991) en incluant la dispersion intrinsèque par les effets d'âge - à partir des modèles d'évolution d'Eggleton (Eggleton (1971, 1972), Eggleton et al. (1989)) - , de métallicité - en se basant sur les modèles d'atmosphère de VandenBerg (1985) et VandenBerg et Bell (1985). Leur espace de paramètres n'est plus seulement constitué de  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $m_0$  et  $f$ , mais prend également en compte la hauteur d'échelle du disque Galactique,  $h$ , et le gradient en métallicité par rapport à la distance au plan Galactique ( $z$ ). A nouveau, le meilleur accord est obtenu pour  $f = 1$  mais la valeur minimum de la fraction de binaires est difficile à déterminer car elle dépend de  $h$  et de la dépendance en  $z$  de la métallicité. Pour une valeur "classique" de la hauteur d'échelle du disque Galactique ( $h \sim 270$  pc), 60% de binaires permettent toujours d'obtenir un bon accord entre les deux fonctions de luminosité. Kroupa et al. estiment qu'une proportion de binaires de 60% à 70% pour tous les types spectraux est raisonnable, en se référant aux travaux sur la binarité des naines G (Duquennoy et Mayor (1991) et Mazeh et al. (1992)).

Enfin, Kroupa (1995b) reconsidère le problème du biais des binaires en prenant ses fonctions de luminosité photométrique et du voisinage (Kroupa 1995a). Son taux de binaires n'est cette fois plus une variable mais est déterminé par un modèle où toutes les étoiles sont créées comme binaires dans un amas. Une simulation à N-corps (Kroupa 1995c) fait ensuite évoluer les systèmes et détermine la fraction finale de binaires (48%) et le rapport de masse. Il adopte toujours la même relation masse-luminosité et la même relation couleur-luminosité linéaire. Il trouve de nouveau qu'une unification des deux fonctions de luminosité est possible sous ces conditions.

### Conclusion sur le biais de binaire

Kroupa et al. ont démontré que le biais provoqué par les binaires non résolues *peut* unifier les fonctions de luminosité photométrique et du voisinage, sous certaines hypothèses. L'essentiel du désaccord entre les 2 écoles (Reid et al. et Kroupa et al.) réside dans les valeurs à attribuer aux deux paramètres qui sont le taux de binaires et la distribution du rapport de masse. Pour des paramètres voisins, ils trouvent des résultats similaires.

Kroupa et al. justifient leur choix d'associer les deux composantes des binaires aléatoirement, sur la même fonction de masse, par le fait que de grosses incertitudes résident toujours sur la distribution des rapports de masse (même pour les étoiles de type solaire). Il n'est toujours pas clair qu'une corrélation existe entre les masses des deux composants des binaires. Au regard du manque de contraintes (surtout pour les étoiles de très faible masse) ils considèrent qu'une distribution aléatoire des masses des composantes des binaires est acceptable. Reid et al., pour leur part, se base d'une part sur les travaux de Abt et Levy (1976), qui montrent une préférence pour des rapports de masse proche de 1 pour les binaires à période courte, d'autre part sur l'actuel taux de binaires et rapport de masse connus pour les naines M du voisinage solaire.

Une étude non-biaisée de binarité doit impérativement être faite avec un échantillon bien défini. Il a été montré que dans l'échantillon de Abt et Levy (1976), étant sélectionné en magnitude, les binaires sur-lumineuses à rapport de masse proche de 1 sont sur-représentées (Branch 1976). Les études de binaires récentes pour les naines G et K (Duquennoy et Mayor (1991), Mazeh et al. (1992)) ne contiennent pas encore un nombre suffisant d'objets pour bien contraindre la distribution du rapport de masse, les incertitudes statistiques étant très importantes. Elle semble cependant être plate ou montrer un léger accroissement pour les rapports de masse petits. Halbwachs et al. (1997) montrent que pour les binaires G et K à moins de 22 pc, de périodes inférieures à 10 ans, la distribution du rapport de masse est essentiellement plate mais très peu contrainte et qu'aucune distribution linéaire avec une pente entre  $-0.82$  et  $+0.87$  ne peut être rejetée au niveau de 95% de confiance. Pour les naines G la proportion de binaires se situe entre 50% et 60% (57%, Duquennoy et Mayor 1991).

Un nombre conséquent de recherches de binaires a été mené pour les naines M, elles

seront présentées dans le chapitre 3. Mais elles ne peuvent en aucun cas être considérées comme complètes ou menées sur un échantillon statistiquement bien défini. Nous montrerons (Chapitre 4) que même le proche voisinage solaire est très mal connu. Contrairement à une idée parfois utilisée pour contraindre la fonction de luminosité du voisinage solaire, ou la correction du biais de binarité (Reid et Gizis 1997, Gould et al. 1997), le proche voisinage solaire *n'est pas* bien connu pour les naines M. Il ne peut que très difficilement être utilisé pour contraindre les paramètres de binarité des étoiles de très faible masse. Fischer et Marcy (1992) ont considéré les recherches de compagnons autour des naines M à moins de 20 pc en corrigeant les différentes incomplétudes de toutes les recherches. Ils obtiennent un taux de binaires pour les naines M de  $49\% \pm 9\%$  et une distribution des rapports de masse qui semble être constante. Cependant cette étude utilise des corrections d'incomplétude importantes.

Les paramètres utilisés par Reid et al. (très faible taux de binaires pour les naines M; et une fraction importante de binaires à rapport de masse proche de 1) reposent donc sur des bases relativement douteuses: échantillons biaisés et/ou mal connus. Ceux utilisés par Kroupa et al. (surtout récemment) ne sont pas en désaccord avec les paramètres observationnels des naines G et K (qui restent cependant assez mal contraints). Malheureusement, les paramètres de binarité pour les naines M (population stellaire dominante et qui joue donc un rôle crucial dans le biais de binarité) sont trop mal déterminés pour valider les paramètres des modèles de Kroupa et al. Il faut par ailleurs noter que le modèle de Kroupa (1995b) fait intervenir d'autres éléments que les paramètres de binarité: une relation masse-luminosité qui est très faiblement contrainte observationnellement et construite à partir d'un modèle d'évolution stellaire mal adapté aux très faibles masses (Eggleton 1971, 1972) ainsi qu'une relation couleur-luminosité linéaire qui peut créer des erreurs importantes dans la fonction de luminosité (Reid et Gizis 1997).

Les deux groupes ont donc étudié des régions différentes de l'espace de paramètres. Les paramètres explorés par Kroupa et al. semblent plus réalistes. Il existe donc des valeurs acceptables des paramètres permettant d'unifier les 2 fonctions de luminosité. Pour savoir maintenant si ces paramètres sont les *vrais* paramètres stellaires, un effort observationnel important reste à réaliser. En attendant, il est impossible de débiaiser proprement une fonction de luminosité photométrique et donc de construire la fonction de luminosité des étoiles avec une bonne statistique. Tout juste est-il possible de dire qu'elle n'est probablement pas en désaccord avec la fonction de luminosité du voisinage, elle-même possédant une très mauvaise statistique.

#### 2.2.4 Les erreurs sur la relation couleur-luminosité et la hauteur d'échelle du disque Galactique

Lors de la construction de la fonction de luminosité, deux paramètres interviennent dans le volume généralisé: la distance maximale de détection de chaque étoile  $d_{max}$  (qui dépend de la relation couleur-luminosité utilisée) et la hauteur d'échelle du disque Galactique  $h$ . Des

erreurs sur ces deux paramètres se répercutent alors sur la fonction de luminosité, celles sur  $d_{max}$  sont particulièrement critiques car elles se retrouvent en  $d_{max}^3$  dans les erreurs sur la fonction de luminosité.

En différenciant l'équation 2.1 définissant le volume généralisé nous obtenons:

$$\frac{\Delta V_{Gen}}{V_{Gen}} = \frac{\sin^3 b d^3}{h} \times \frac{\exp(-d \sin b / h)}{-2h^2 + (\sin^2 b d^2 + 2 \sin b d h + 2h^2) \exp(-d \sin b / h)} \times \frac{\Delta d}{d} + \frac{1}{h} \times \frac{6h^3 + (3h \sin^2 b d^2 + 6 \sin b d h^2 + 6h^3 + d^3 b^3) \exp(-d \sin b / h)}{-2h^2 + (\sin^2 b d^2 + 2 \sin b d h + 2h^2) \exp(-d \sin b / h)} \times \frac{\Delta h}{h} \quad (2.20)$$

$$(2.21)$$

Qui peut s'écrire de manière beaucoup plus simple en utilisant la variable  $\xi = d \sin b / h$ :

$$\frac{\Delta V_{Gen}}{V_{Gen}} = f1(\xi) \frac{\Delta d}{d} + f2(\xi) \frac{\Delta h}{h} \quad (2.22)$$

avec:

$$f1(\xi) = -\frac{\xi^3}{-2 \exp(\xi) + \xi^2 + 2\xi + 2} \quad (2.23)$$

$$f2(\xi) = -\frac{-6 \exp(\xi) + \xi^3 + 3\xi^2 + 6\xi + 6}{-2 \exp(\xi) + \xi^2 + 2\xi + 2} \quad (2.24)$$

Nous vérifions facilement que pour  $\xi$  petit (distance maximale de détection faible devant la hauteur d'échelle du disque Galactique), la densité spatiale en étoiles devient homogène et les erreurs sur la fonction de luminosité ne sont alors plus dépendantes plus que des erreurs sur la distance maximale de détection:

$$\lim_{\xi \rightarrow 0} \frac{\Delta V_{Gen}}{V_{Gen}} = 3 \frac{\Delta d}{d} \quad (2.25)$$

Les incertitudes sur la relation couleur-luminosité étant données en magnitude, nous exprimons les erreurs sur la distance limite de détection à partir de l'équation 2.4:

$$\frac{\Delta d_{max}}{d_{max}} = 0.2 \ln 10 \Delta m \simeq 0.46 \Delta m \quad (2.26)$$

Ce qui nous donne pour la limite  $\xi$  petit:

$$\lim_{\xi \rightarrow 0} \frac{\Delta V_{Gen}}{V_{Gen}} = 0.6 \ln 10 \Delta m \simeq 1.38 \Delta m \quad (2.27)$$



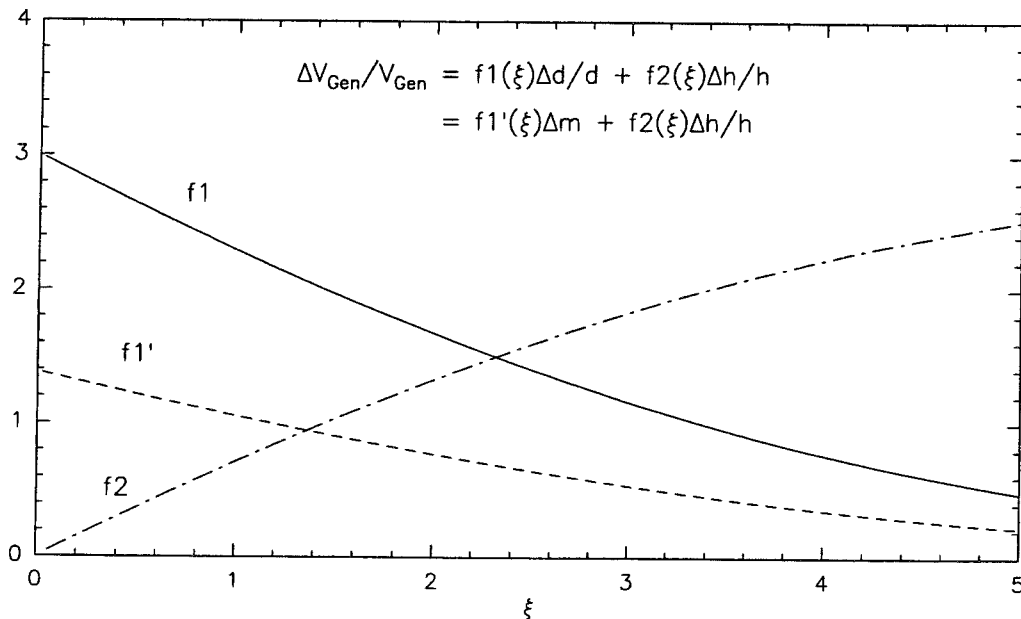


FIG. 2.4 – Fonctions  $f1(\xi)$  et  $f2(\xi)$  décrivant le comportement des erreurs sur la fonction de luminosité en fonction de  $\xi = d.\sin(b)/h$ . Pour de faibles valeurs de  $\xi$  (distance maximale de détection des étoiles faibles par rapport au facteur d'échelle du disque Galactique, ou observation dans la direction du plan Galactique) les erreurs sur le volume généralisé sont équivalentes à celles sur un volume quelconque et  $\Delta V_{\text{Gen}}/V_{\text{Gen}} \simeq 3\Delta d/d$ . La contribution du terme d'erreur sur la hauteur d'échelle du disque ne devient prédominante que pour  $\xi \geq 2.5$ .

Les erreurs relatives sur la fonction de luminosité sont égales à celles sur le volume généralisé. Tant que les sondages se cantonnent à des régions proches ( $\xi < 1$ ) la principale source d'erreur sur la fonction de luminosité reste la relation couleur-luminosité (voir fig 2.4).

La dispersion des relations couleur-magnitude a une valeur typique de 0.5 mag (voir par exemple Kroupa et al. 1993). Dans les zones où cette relation est peu contrainte on peut donc s'attendre à des erreurs importantes sur la fonction de luminosité (plusieurs dizaines de %). L'utilisation d'ajustements linéaires des relations couleur-luminosité (Stobie et al. 1989, Kroupa 1995a) crée des erreurs ponctuelles qui peuvent atteindre 0.5 mag chez Stobie et al. (1989) pour  $M_V \sim 13 - 14$ , où la pente change brusquement. Des erreurs, sur la fonction de luminosité de 60% à 70% (voire plus) sont alors à attendre.

La hauteur d'échelle du disque Galactique classiquement utilisée se situe entre 300 et 350pc. Cependant cette valeur est mal déterminée et les mesures récentes sont systématiquement en désaccord avec cette valeur. De plus, l'utilisation d'une loi exponentielle pour modéliser la structure verticale du disque Galactique semble inappropriée (Haywood et al. 1997a, 1997b) et la densité décroît, en fait, plus rapidement qu'une loi exponentielle d'une échelle de hauteur de 300 pc. Une incertitude sur la hauteur d'échelle de l'ordre de 30% doit

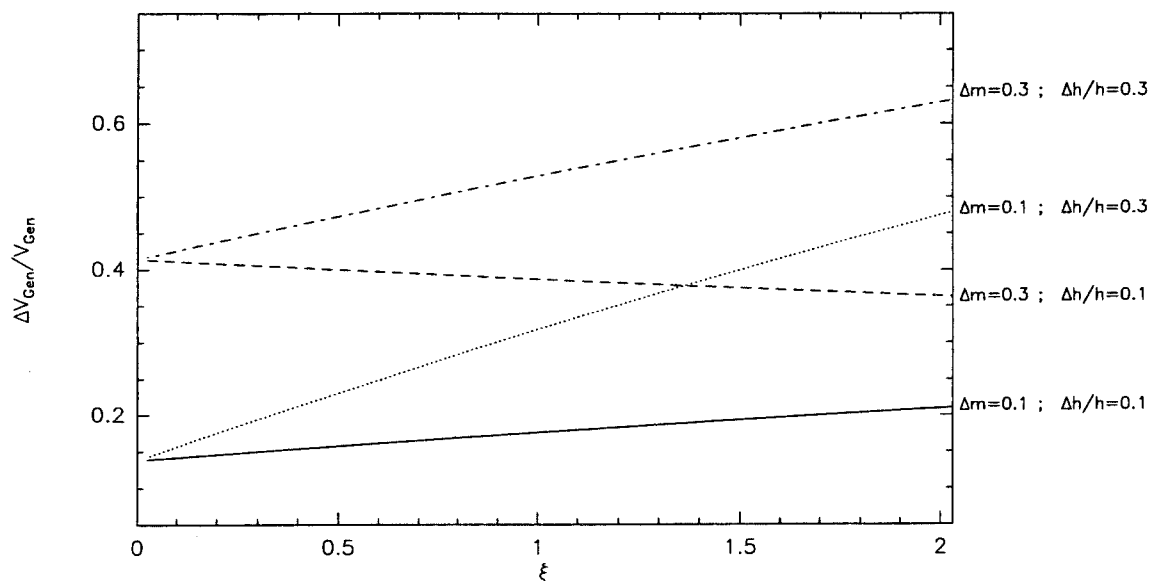


FIG. 2.5 – Le comportement des erreurs sur le volume généralisé en fonction de  $\Delta m$ ,  $\Delta h/h$  et  $\xi$  est calculé ici pour 2 valeurs typiques des erreurs sur les relations couleur-luminosité et la hauteur d'échelle du disque Galactique. La détermination de la hauteur d'échelle du disque Galactique étant incertaine il est préférable de s'en tenir à des valeurs faibles de  $\xi$ . Des sondages à 100 pc ( $\xi = 3$ ) semblent raisonnables

être considérée pour prendre en compte la dispersion des mesures et la non-adéquation de la loi exponentielle. Dans ces conditions il est préférable de construire la fonction de luminosité à partir de comptages n'explorant pas le disque au delà de 100 pc ce qui assure que  $f_2(\xi) \lesssim 0.3-0.4$  (voir fig 2.4) et limite la répercussion des incertitudes de la modélisation du disque Galactique (voir fig 2.5). A ce titre, les fonctions de luminosité déterminées à partir de sondages très profonds du télescope spatial (Gould et al. 1996, 1997) sont extrêmement sensibles au modèle de structure Galactique utilisé et à ses erreurs.

### 2.2.5 Conclusions sur les biais et erreurs de la fonction de luminosité

La relation couleur-luminosité utilisée a une grande importance lorsque l'on construit la fonction de luminosité à partir d'un sondage grand champ. De faibles erreurs dans cette relation se répercutent de manière très importante sur la fonction de luminosité. De plus, il est imprudent d'utiliser des comptages trop profonds, la construction devenant alors très sensible au modèle Galactique utilisé (dans la plupart des études une loi exponentielle unique modélise la structure verticale du disque Galactique).

Des biais importants sont présents dans la construction de la fonction de luminosité. La correction de ces biais nécessite la connaissance de paramètres qui sont pour l'instant mal estimés, les plus importants étant le taux de binaires parmi les étoiles de très faible masse et la distribution du rapport des masses de ces binaires. Tant que ces paramètres resteront

mal contraints il sera impossible de construire une fonction de luminosité non biaisée à partir des sondages grand champ. Un important effort observationnel est donc à porter sur l'étude des systèmes multiples, et particulièrement vers ceux dont la primaire est une naine M. Ces étoiles étant la population stellaire dominante de la Galaxie, elles provoquent l'essentiel du biais de binarité.

Par ailleurs, la correction analytique du biais de Malmquist (hors binaires) utilise des hypothèses simplificatrices (distribution gaussienne de la magnitude absolue d'une classe d'étoile donnée et densité uniforme). Pour corriger ce biais sans ces hypothèses une méthode synthétique est nécessaire. Un modèle Galactique donne alors la dispersion en magnitude. Kroupa et al. 1993 ont utilisé cette approche: leur modèle Galactique prend en compte une distribution exponentielle du disque Galactique et un gradient en métallicité selon la hauteur dans le disque Galactique. Les effets de la dispersion en âge et en métallicité sont répercutés sur les magnitudes absolues des étoiles, via des modèles d'évolution stellaire (Eggleton 1970, 1971) et d'atmosphère (VandenBerg 1985, VandenBerg et Bell 1985). Les modèles utilisés sont malheureusement très mal adaptés aux étoiles de très faible masse (manque de traitement des opacités moléculaires) et des hypothèses simplificatrices importantes sont effectuées. Ce modèle comporte alors de nombreux paramètres très mal déterminés, et la dispersion intrinsèque n'est pas modélisée de façon convenable.

Deux approches sont à priori possibles pour étudier *proprement* la fonction de luminosité du voisinage solaire. D'une part l'analyse par une méthode synthétique des comptages photométriques. Pour y inclure la dispersion en magnitude créée par les effets d'âge et de métallicité, il est indispensable d'utiliser les modèles récents d'intérieurs stellaires adaptés aux étoiles de très faible masse et aux naines brunes (cf. Chabrier et Baraffe 1997) et les modèles d'atmosphère tenant compte des opacités moléculaires *et* des grains (cf. Allard 1997). L'autre approche est observationnelle, mais demande un énorme effort en travail humain et en temps de télescope qui la rend difficilement utilisable. Elle consisterait, pour un échantillon limité en magnitude d'étoiles de très faible masse et naines brunes, à mesurer systématiquement les parallaxes pour en extraire un échantillon limité en volume. Celui-ci n'est plus atteint ni par le biais de Malmquist ni par les erreurs importantes créées par l'utilisation d'une parallaxe photométrique via l'utilisation d'une relation couleur-luminosité.

## 2.3 Simulation du biais provoqué par le bruit photométrique

Ce modèle simple a pour but de créer une population Galactique raisonnable de naines  $M$ , et de produire les observables que sont les magnitudes apparentes dans un jeu de filtres photométriques. Des erreurs observationnelles sont ajoutées, elles correspondent, d'une part, à des incertitudes sur la calibration photométrique et, d'autre part, au bruit de la cible électronique utilisée. La fonction de luminosité est ensuite reconstruite à partir de ces observables synthétiques pour quantifier les biais sur la fonction de luminosité produits par les erreurs photométriques.

Pour l'instant, la dispersion intrinsèque (non gaussienne) liée aux effets d'âge et de métallicité n'est pas prise en compte dans ce modèle, pas plus que les binaires. Il seront introduits ultérieurement de façon à simuler le biais de Malmquist et le biais de binarité.

### 2.3.1 Description du modèle

#### Distribution Galactique

Dans ce modèle les étoiles sont créées selon une fonction de luminosité  $\Phi(M)$  et une loi de densité spatiale exponentielle unique  $D(r) = \exp(-d \sin(b)/h)$  ( $b$  étant la latitude Galactique et  $h$  la hauteur d'échelle du disque Galactique). Les magnitudes seront produites ici dans un jeu de 3 filtres (I, J et K) qui sont ceux du relevé grand champ DENIS qui sera utilisé pour faire un comptage d'étoiles. La fonction de luminosité sera étudiée ici en  $M_I$ , mais il est bien sûr possible de travailler dans n'importe laquelle des 3 bandes photométriques ou en magnitude bolométrique. A cause des incertitudes sur la correction bolométrique pour les étoiles de très faible masse, je préfère cependant éviter de travailler en magnitude bolométrique.

Chaque étoile est créée aléatoirement dans la gamme de  $M_I$  étudiée et sa magnitude absolue dans les autres bandes photométriques est déduite de  $M_I$  par des relations empiriques. La distance maximale de détection ( $d_{max}$ ) est calculée pour chaque étoile (à partir de la magnitude limite de détection définie dans les 3 bandes) et l'étoile est créée à une position aléatoire dans un cube de côté  $2Ad_{max}$  ( $A$  étant une constante supérieure à 1 qui est introduite car le bruit peut rendre observable des objets à  $d > d_{max}$ ). Pour gagner du temps de calcul, la distribution suivant la fonction de luminosité et sur la loi de densité est simulée par l'attribution d'un poids statistique à chaque étoile plutôt que par rejection. Le poids statistique de chaque étoile est alors:

$$P = A^3 d_{max}^3 \Phi(M_I) \exp(-d \sin(b)/h) \quad (2.28)$$

Les magnitudes visuelles apparentes calculées et les étoiles plus faibles que les magnitudes limites définies sont alors rejetées. La fonction de luminosité est ensuite construite en utilisant l'estimateur de Schmidt généralisé et des relations couleur-magnitude empiriques. Chaque étoile est comptée proportionnellement à son poids statistique. La couleur utilisée ici sera

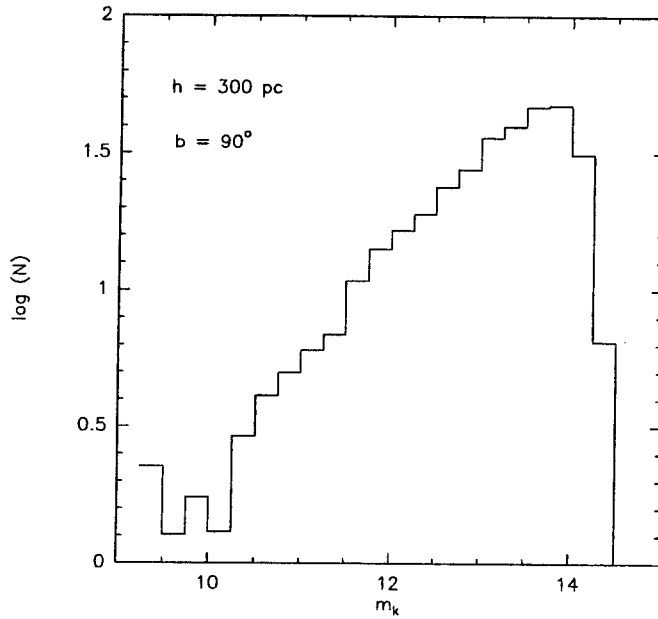


FIG. 2.6 - *Distribution du nombre d'objets détectés en fonction de la magnitude apparente en K, pour une modélisation effectuée en direction du pôle Galactique et avec une hauteur d'échelle du disque Galactique de 300 pc.*

I-J, car il s'agit de celle possédant la meilleure sensibilité dans le relevé DENIS. Elle possède de plus une dispersion intrinsèque faible (voir partie 2.2.2).

### Ajouts d'erreurs photométriques et rejection

Des erreurs photométrique de deux ordres sont ajoutées:

Premièrement, le bruit de la cible électronique (CCD ou caméra infrarouge) est pris en compte. Pour cela, le flux de l'étoile est réparti sur un nombre  $N_{pix}$  de pixels de la cible. Un bruit sur chacun de ces pixels est ajouté par tirage au sort suivant une loi gaussienne de largeur  $\sigma_{pix}$ . Ensuite, j'applique les critères de détection et de photométrie utilisés dans le comptage d'étoiles décrit dans la section suivante. Pour qu'une étoile soit détectée il faut que 5 pixels contigus possèdent un flux  $1.5\sigma_{pix}$  supérieur au fond (soit, pour toute l'étoile,  $3.35\sigma$  du fond). Si l'un des ( $N_{pix} = 5$ ) pixels, sur lequel le flux de l'étoile est réparti, est situé en dessous de  $1.5\sigma_{pix}$ , l'étoile est rejetée.

$\sigma_{pix}$  est calculé à partir des magnitudes limites de détection. Dans les modélisations suivantes j'adopte des magnitudes limites de détection à  $1.5\sigma_{pix}$  par pixel de I=19.0, J=18.0 et K=14.7. Ces magnitudes correspondent aux limites observées sur les champs DENIS utilisés pour le comptage présenté dans la section suivante.

Cette modélisation des erreurs photométriques rend donc aussi compte des effets d'incomplétude. Des étoiles proches de la limite de détection ne seront pas détectées si le bruit ajouté fait passer un de leurs pixels sous la barre de détection. D'autre part, des étoiles pourront être détectées, sous la limite de détection, si le bruit augmente le flux de leurs 5 pixels au dessus de la barre de détection. La figure 2.6 montre la distribution du nombre d'objets (uniquement des naines K et M) en fonction de la magnitude visuelle en K. L'effet de complétude y est

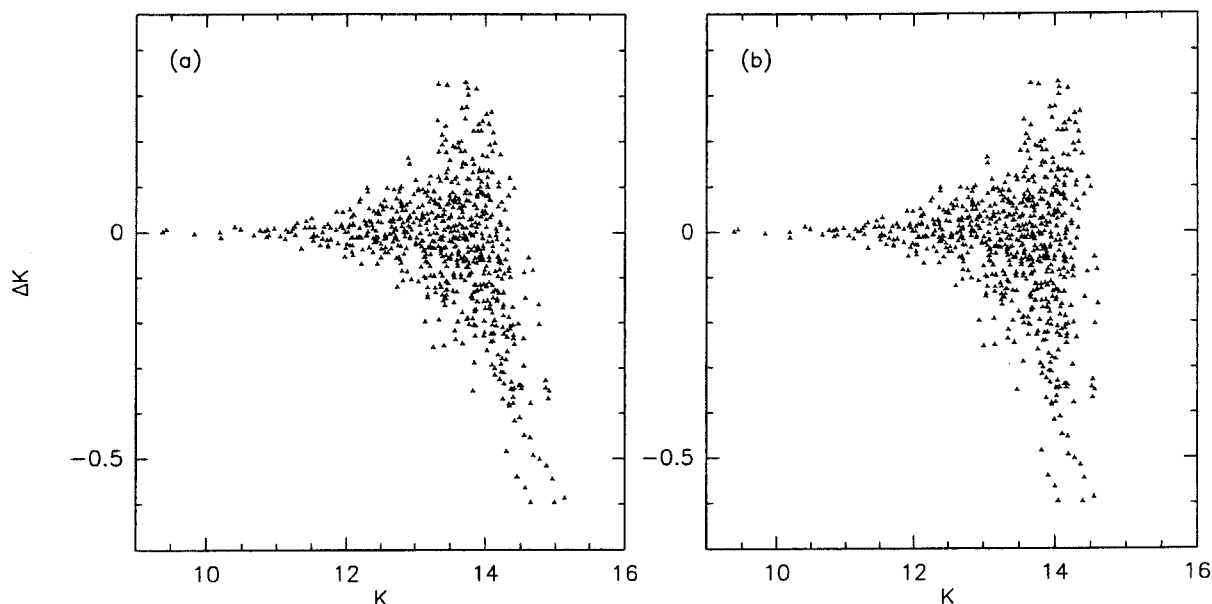


FIG. 2.7 – Comportement des  $\Delta K = K_{obs} - K_{reel}$  en fonction de  $K_{reel}$  (a) et  $K_{obs}$  (b).  $K_{reel}$  est la magnitude visuelle avec laquelle l'étoile est créée et  $K_{obs}$  la magnitude observée après l'ajout du bruit. Cette simulation est réalisée pour  $b = 45^\circ$  et  $h=300pc$ , en considérant une magnitude limite de détection à  $1.5\sigma$  par pixels et sur 5 pixels à  $K=14.7$

bien visible. Si la limite de détection est  $K=14.7$ , la limite de complétude est vers  $K=13.5$ .

Les erreurs ainsi introduites sur les magnitudes dépendent fortement de la magnitude apparente de l'objet et la distribution des erreurs  $\Delta m = m_{obs} - m_{reel}$  est fortement dissymétrique (figure 2.7).

Une seconde source d'erreur est introduite, pour prendre en compte les incertitudes de la calibration photométrique (correction incorrecte de l'absorption atmosphérique, utilisation de standards photométriques définis pour une bande photométrique légèrement différente de celle dans laquelle nous observons). Si nous considérons un catalogue d'étoiles constitué avec une seule calibration photométrique, cette erreur est systématique. Mais dans le cas où la photométrie des étoiles servant à la construction de la fonction de luminosité est obtenue avec de nombreuses calibrations, cette erreur est une dispersion. Elle est alors supposée gaussienne sur les magnitudes et indépendante de la magnitude apparente.

### 2.3.2 Magnitudes et fonction de luminosité

Ce modèle a alors plusieurs paramètres, la hauteur d'échelle du disque Galactique  $h$ , la latitude Galactique  $b$ , les magnitudes limites de détection pour 5 pixels contigus à  $1.5\sigma$  au dessus du fond  $I_d, J_d, K_d$ , les magnitudes limites  $I_{lim}, J_{lim}, K_{lim}$  (qui définissent les magnitudes limites des objets utilisées pour les comptages et qui peuvent être différentes de  $I_d, J_d, K_d$ ), les largeurs des gaussiennes simulant les erreurs de calibration  $\sigma_I, \sigma_J, \sigma_K$ . Enfin,

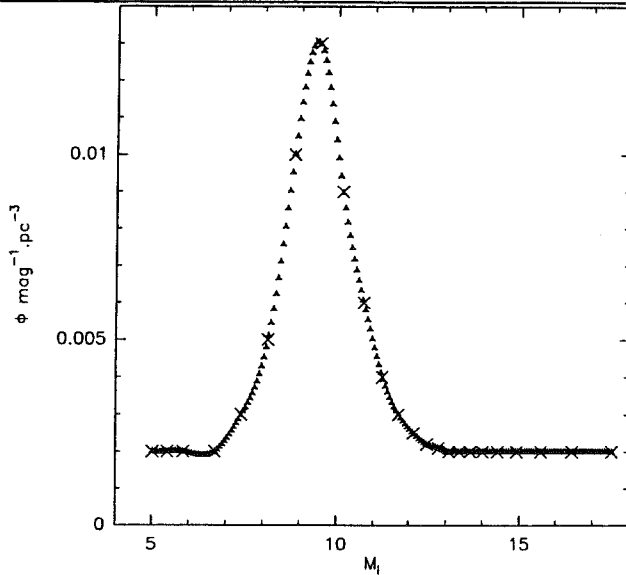


FIG. 2.8 – Fonction de luminosité considérée dans le modèle et “inspirée” de celle de Leggett et Hawkins (1988). Cette fonction de luminosité n’est pas entièrement correcte mais donne une bonne estimation des biais provoqués par les erreurs photométriques.

des éléments fondamentaux sont les couleurs et magnitudes utilisées pour décrire les étoiles de la séquence principale, et la fonction de luminosité.

### Fonction de luminosité

Deux fonctions de luminosité  $\Phi(M_I)$  sont utilisées pour estimer les biais: d’une part une fonction de luminosité constante (et donc irréaliste) et d’autre part une fonction de luminosité “réaliste” inspirée de celle de Leggett et Hawkins (1988). Cette dernière présente un pic entre 9 et 9.5 magnitudes (voir figure 2.8) puis chute et reste constante à  $0.002 \text{ mag}^{-1} \text{ pc}^{-3}$ . Cette fonction de luminosité peut être éloignée de la vraie fonction de luminosité mais donnera un ordre d’idée des biais provoqués par les erreurs photométriques.

### 2.3.3 Relation couleur-luminosité

Nous ne nous intéressons ici qu’à la fonction de luminosité des naines M. Notre estimateur de luminosité étant la couleur I-J, il est nécessaire de considérer les objets auxquels les erreurs photométriques peuvent donner un I-J similaire à celui d’une naine M. Entre les naines G et M nous avons  $\Delta(I - J) > 0.4$ , il est donc très peu probable que le bruit photométrique puisse donner à une naine G la couleur d’une naine M. Les étoiles considérées dans ces modélisations sont uniquement des naines K et M.

Les relations entre  $M_I$ ,  $M_J$  et  $M_K$ , pour les naines M, sont déterminées à partir d’étoiles dont la parallaxe et les magnitudes en I, J et K sont connues. Ces étoiles sont principalement extraites de la compilation de Leggett (1992) qui réunit toutes les naines M possédant de la photométrie infrarouge précise à cette époque. Elles sont complétées par des étoiles dont la photométrie a été mesurée depuis par Alonso et al. (1994), Weiss (1993) et Tinney et al. (1993a). Les mesures de Tinney et al. (1993a) constituent l’essentiel des objets les plus rouges,

de types spectraux supérieurs à M7, tandis que celles de Leggett (1992) sont majoritaires pour les types spectraux plus chauds.

Toutes les magnitudes sont converties au système de filtres  $I_C$  (I Cousins),  $J_{CIT}$  et  $K_{CIT}$  utilisé par Leggett (1992). Les filtres utilisés par Tinney et al. (1993a) ne sont pas exactement dans ce système, mais ils ont mesuré des standards photométriques sur une grande gamme de couleurs et n'ont pas observé de déviation significative par rapport au système CIT/CTIO. Les mesures de Alonso et al. (1994) (en J et K) sont dans le système TCS (Ténérife), mais ils fournissent des formules de transformation vers le système CIT.

$$J_{TCS} = J_{CIT} - 0.032 + 0.022(J - K)_{CIT}$$

$$K_{TCS} = K_{CIT} - 0.021 + 0.012(J - K)_{CIT}$$

Les mesures de Weiss (1993) (uniquement des magnitudes I) sont dans le système Kron. Elles sont converties en I cousins en utilisant la relation de Bessel et Weiss (1987):

$$(R - I)_C = 0.102 + 0.9166(R - I)_K + 0.4230(R - I)_K^2 - 0.16647(R - I)_K^3$$

Les étoiles permettant de construire les différentes relations sont séparées en populations cinématiques en utilisant les méthodes de Leggett (1992) (voir figure 2.9), et des relations polynomiales sont ajustées par la méthode des moindres carrés pour les étoiles du disque (ainsi que pour les objets dont la population cinématique n'est pas déterminée). Les relations empiriques ainsi obtenues sont (figure 2.9):

$$M_I = 4.97 - 4.76(I - J) + 10.03(I - J)^2 - 4.07(I - J)^3 + 0.53(I - J)^4$$

$$M_J = 4.97 - 5.76(I - J) + 10.03(I - J)^2 - 4.07(I - J)^3 + 0.53(I - J)^4$$

$$M_K = 5.37 - 7.89(I - J) + 11.34(I - J)^2 - 4.40(I - J)^3 + 0.56(I - J)^4$$

$$M_{BOL} = 1.82 + 3.98(I - J) + 2.13(I - J)^2 - 1.28(I - J)^3 + 0.18(I - J)^4$$

La figure 2.9 montre également une relation théorique pour comparaison. Elle est établie par G. Chabrier et I. Baraffe (communication privée) en couplant leur modèle de structure stellaire (Chabrier et Baraffe 1997) au plus récent modèle d'atmosphère des naines très froides (modèle "NextGen") de Allard et al. (1996). Les relations empiriques sont très faiblement contraintes pour  $I - J > 2.5$  (type spectral  $\sim M7$ ) à cause du faible nombre d'étoiles de très faible masse connues (et de parallaxe déterminée), et donc peu fiables pour les plus faibles masses. Les relations empiriques et théoriques montrent des désaccords importants dans deux zones. Pour  $I - J > 3.0$  (type spectral M8-M9) les deux relations sont probablement



incorrectes: les relations empiriques sont contraintes par très peu de points et divergent pour  $I - J > 3.5$ , les relations théoriques sont construites avec un modèle d'atmosphère qui ne prend pas en compte les grains. Or pour ces objets très froids, la formation des grains dans la photosphère (Jones et Tsuji 1997) transforme fortement le spectre et le flux dans les bandes photométriques de ces objets (Allard 1997). Pour mieux contraindre ces relations dans cette zone il faut alors attendre, d'une part, de nouvelles mesures de parallaxes d'objets très froids et que, d'autre part, les modèles d'atmosphère intègrent la poussière. Nous mesurons actuellement des parallaxes de naines plus froides que M8 (programme présenté dans cette thèse) et l'équipe de l'ENS Lyon (Chabrier et Baraffe) et F. Allard sont en train de coupler un modèle d'atmosphère *avec poussière* au modèle d'intérieur stellaire.

Compte tenu de la sensibilité de la fonction de luminosité aux relations couleur-luminosité il convient, en attendant, de se méfier des résultats pour les étoiles de plus faible masse.

Pour les naines K, les magnitudes utilisées proviennent directement des compilations de Schmidt-Kaler (1982) et Bessell et Brett (1988), et sont indiquées dans la table (2.2).

type spectral	$M_{BOL}$	$M_I$	$M_J$	$M_K$
K0	5.6	5.02	4.41	3.92
K2	6.0	5.42	4.7	4.16
K4	6.4	5.85	4.98	4.35

TAB. 2.2 – Magnitudes utilisées pour les naines K

### 2.3.4 Normalisation et construction de diagrammes couleur-couleur synthétiques

Dans le modèle chaque étoile se voit donc attribuée un poids statistique (formule 2.28) qui n'est pas normalisé. Il est ensuite nécessaire de normaliser ce poids pour obtenir des fonctions de luminosité dans des unités physiques.

Un poids statistique maximal est défini, correspondant à une étoile créée dans le plus grand volume (correspondant à l'objet le plus lumineux), au maximum de la fonction de luminosité et au maximum de la loi de densité:

$$P_{max} = A^3 d_{max}^3 [\min(M_I)] \times \max[\Phi(M_I)] \quad (2.29)$$

La probabilité d'existence (ou le poids statistique normalisé) d'une étoile sera alors:

$$P_{norm} = P/P_{max} \quad (2.30)$$

L'angle solide  $\Omega$  de la surface d'observation simulée est ensuite introduit et détermine le nombre d'objets créés dans la simulation. Si nous considérons, pour simplifier, une densité spatiale constante (le raisonnement reste valable pour une densité quelconque), en notant

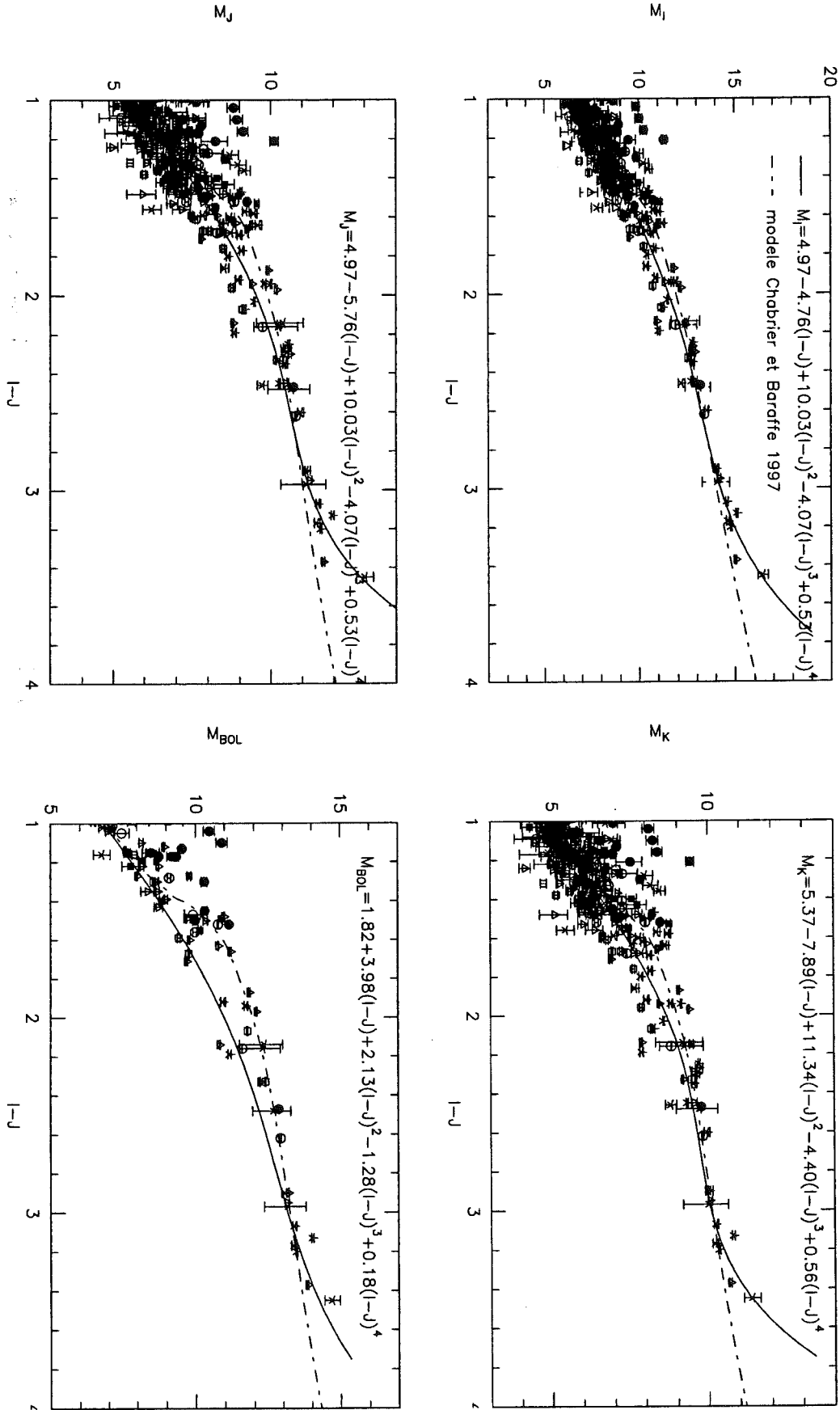


FIG. 2.9 – Relation couleurs magnitude utilisée dans le modèle. Le code des populations cinématiques des étoiles est: rond plein: halo, carré plein: halo/vieux disque, triangle plein: vieux disque, rond vide: vieux/jeune disque, carré vide: jeune disque, étoile: population non déterminée. La courbe du modèle théorique de Chabrier et Baraffe (1997) est indiquée pour une métallicité solaire.

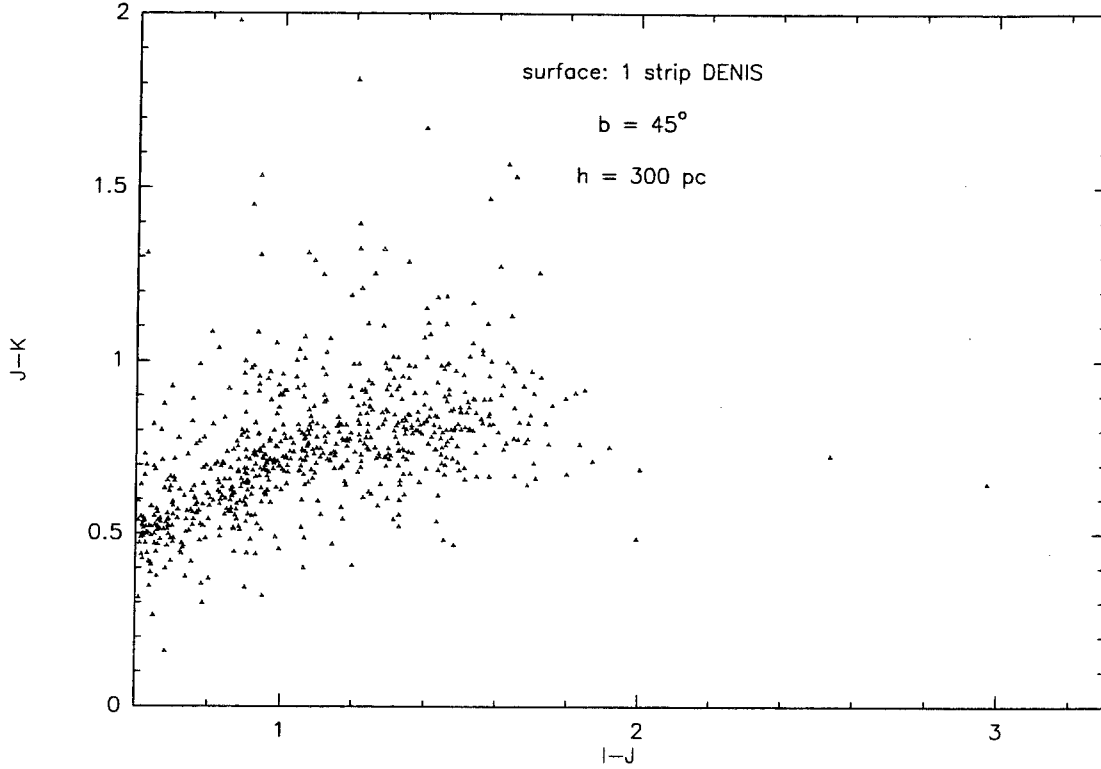


FIG. 2.10 – Diagramme couleur-couleur synthétique créé avec  $h = 300$  pc,  $b = 45^\circ$ ,  $I_{lim} = I_d = 19.0$ ,  $J_{lim} = J_d = 17.0$ ,  $K_{lim} = K_d = 14.7$ , une surface équivalente à un strip DENIS et la fonction de luminosité “réaliste” (fig2.8).

$dN_o dM_I$  le nombre d'étoiles observées par intervalle de magnitude pour une surface  $\Omega$  en l'absence de tout bruit, on a:

$$dN_o(M_I) = \frac{\Omega}{3} d_{max}^3(M_I) \Phi(M_I) \quad (2.31)$$

En considérant maintenant que chaque objet créé dans la simulation compte pour  $P_{norm}$  étoiles, le nombre d'étoiles créées par intervalle de magnitude,  $dN_c dM_I$ , est:

$$dN_c = \frac{dN_o}{P_{norm}} = \frac{N_{tot} d_{max}^3(M_I) \Phi(M_I)}{\Delta M_I d_{max}^3[\inf(M_I)]_{\max}[\Phi(M_I)]} \quad (2.32)$$

Où  $N_{tot}$  est le nombre total d'objets créés dans la simulation et  $\Delta M_I$  l'intervalle de magnitude considéré.  $A$  étant la constante introduite pour pouvoir observer des objets au-delà de la limite de détection en cas d'ajout de bruit, le nombre d'étoiles créées et observées est:

$$dN_{oc} = dN_c / A^3 \quad (2.33)$$

Le nombre total d'objets créés par simulation est alors:

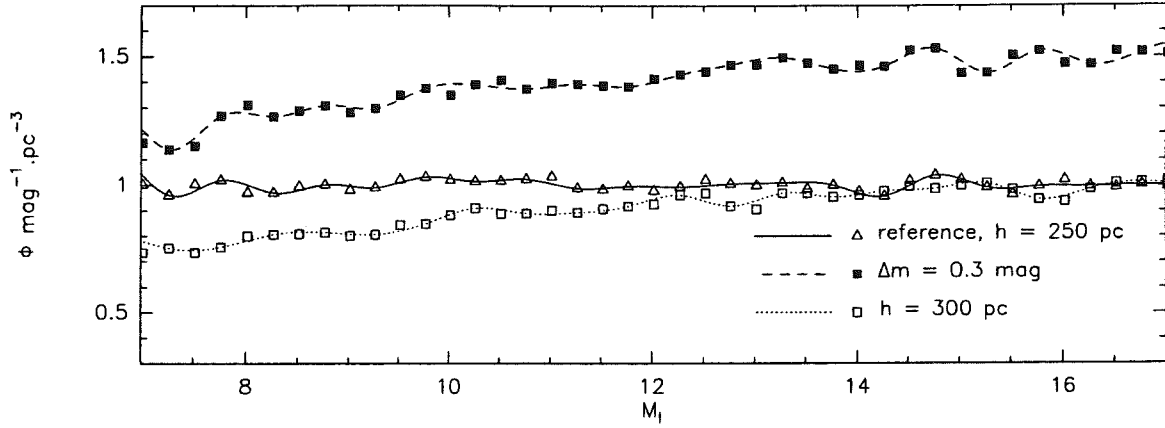


FIG. 2.11 – Effet, sur la fonction de luminosité, des erreurs systématiques sur la hauteur d'échelle et sur la relation couleur-magnitude. Toutes les sources de bruit photométrique ont été éliminées pour ces simulations qui ont été réalisées pour  $b = 90^\circ$ ,  $I_{lim} = 19.0$ ,  $J_{lim} = 17.0$ ,  $K_{lim} = 14.7$ . Les étoiles sont générées selon une fonction de luminosité plate ( $\Phi = 1 \text{ mag}^{-1} \text{ pc}^{-3}$ ) et avec une hauteur d'échelle du disque Galactique de 250 pc. Deux fonctions de luminosité sont reconstruites en introduisant d'une part une erreur systématique sur  $h$  ( $h = 300 \text{ pc}$ ) et de l'autre sur les relations couleur-luminosité ( $\Delta m = 0.3 \text{ mag}$  sur les magnitudes absolues dans les trois filtres indépendamment de  $I - J$ ). Les oscillations de l'ordre de 5% dans la fonction de luminosité sont les fluctuations statistiques du modèle. Seules les étoiles détectées dans les 3 bandes photométriques sont considérées.

$$N_{tot} = \frac{2\Omega}{\pi} A^3 d_{max}^3 [\inf(M_I)] \Delta M_{I\max} [\Phi(M_I)] \quad (2.34)$$

Le facteur  $6/\pi$  est introduit car les étoiles sont créées dans un cube et non dans une sphère.

Le nombre d'objets créés par simulation dépend donc des magnitudes limites. Typiquement  $10^6$  objets sont créés pour une surface équivalente à un strip DENIS. Il est alors possible, en ajoutant une rejection aléatoire sur  $P_{norm}$  pour prendre en compte le poids de chaque étoile synthétique, de fabriquer des diagrammes couleur-couleur synthétiques. La figure 2.10 représente l'un de ces diagrammes, construit en ne considérant que les erreurs dues au bruit de la cible (la calibration photométrique est supposée parfaite) pour une surface équivalente à un strip DENIS.

### 2.3.5 Effet des erreurs systématiques sur la hauteur d'échelle et les magnitudes absolues

Nous avons vu que des erreurs sur la hauteur d'échelle du disque Galactique ou sur la relation couleur-luminosité ont des effets importants sur la fonction de luminosité. Deux simulations ont été effectuées pour quantifier ces erreurs. Les étoiles sont générées en adoptant une fonction de luminosité "plate" et une hauteur d'échelle de 250 pc, et une relation

couleur-magnitude unique. Toute source de bruit photométrique est supprimée. La fonction de luminosité est alors reconstruite une première fois en introduisant une erreur systématique sur  $h$  ( $h = 300$  pc, erreur de 20%), et une seconde fois avec un décalage de la relation couleur-luminosité (décalage de 0.3 mag pour les trois bandes photométriques, quelle que soit la couleur  $I - J$ ). On vérifie (figure 2.11) qu'une erreur systématique de 20% sur la hauteur d'échelle donne des erreurs systématiques de l'ordre de 30% sur la fonction de luminosité pour les objets les plus lumineux ( $M_I \sim 7$ ), qui sont observables jusqu'à  $\sim 2\xi$  ( $\sim 500$  pc), et des erreurs négligeables pour les objets les plus faibles. Les erreurs de 0.5 mag sur la relation couleur-luminosité donne des erreurs systématiques de l'ordre de 50% pour les objets les plus faibles, observables seulement pour  $\xi \ll 1$ . Ces erreurs sont cohérentes avec l'estimation analytique de la partie 2.2.4.

### 2.3.6 Influence des erreurs photométriques sur la fonction de luminosité

Le but principal du développement de ce modèle est d'estimer l'effet des erreurs photométriques sur la fonction de luminosité reconstruite. Les erreurs photométriques vont disperser les étoiles dans le diagramme couleur-couleur (et notamment selon l'axe qui sert d'estimateur de luminosité, donc de distance). Cette dispersion aura alors tendance à déplacer des objets des zones denses du diagramme couleur-couleur vers les zones proches, moins denses. Deux conséquences sont alors observées: pour un gradient constant du logarithme du nombre d'objets selon  $I - J$ ,  $d \log(N)/d(I - J)$ , le nombre d'objets en chaque point est augmenté et la fonction de luminosité surestimée en chaque point; si le gradient  $d \log(N)/d(I - J)$  est non-constant la dispersion va, de plus, avoir tendance à le "lisser" (voir la figure 2.12), et créer des surestimations importantes du nombre d'objets pour les creux de  $\log N/(I - J)$  et une sous-estimation pour les bosses.

### Dispersion gaussienne sur les magnitudes

Des simulations ont été effectuées d'abord pour une fonction de luminosité "plate" (figure 2.12a), puis pour une fonction de luminosité "réaliste" (figure 2.12b) et pour différentes valeurs de la dispersion photométrique. Le comportement de  $\log N/(I - J)$  dépend à la fois des relations couleur-luminosité et de la fonction de luminosité. Plus une étoile de la séquence principale est rouge moins elle est lumineuse, et donc, pour une fonction de luminosité plate, moins nous en observons. Si la relation couleur-magnitude était linéaire, une fonction de luminosité plate donnerait une courbe  $\log N/(I - J)$  linéaire. Cependant, ce n'est pas le cas et toute courbure dans la relation couleur-luminosité se retrouve dans  $\log N/(I - J)$ . C'est ce que nous observons dans la figure 2.12a, où la courbure pour  $I - J = 2.0 - 2.4$  est la conséquence du changement de pente dans la relation  $M_K/I - J$  pour ces mêmes couleurs (pour les magnitudes limites de DENIS, et pour des objets de cette couleur, c'est la bande  $K$  qui limite la détection). Une grande dispersion gaussienne sur les magnitudes (de l'ordre de 0.2 à 0.3 mag) conduit à une surestimation importante du nombre d'objets entre  $I - J = 1.8$

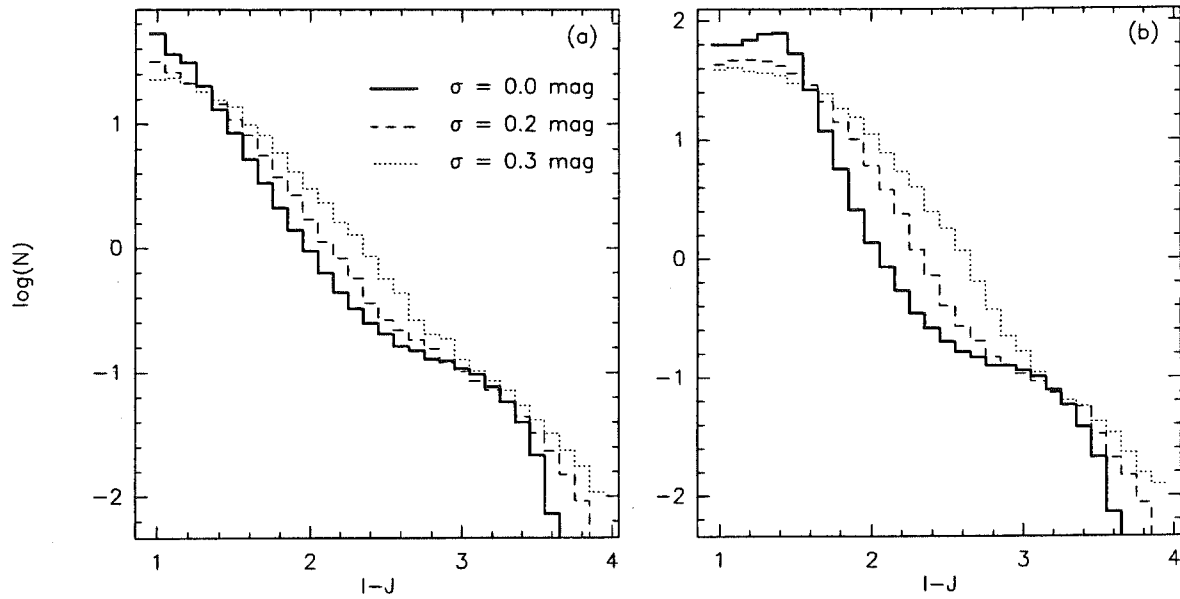


FIG. 2.12 – Distribution du nombre d'étoiles détectées en fonction de  $I-J$  pour deux fonctions de luminosité, "plate" pour (a) et "réaliste" (Fig. 2.8) pour (b). Les simulations ont été faites avec  $h = 300$  pc,  $b = 90^\circ$ ,  $I_{lim} = 19.0$ ,  $J_{lim} = 17.0$ ,  $K_{lim} = 14.7$ . Le bruit de la cible électronique est ici négligé, la dispersion correspond uniquement à des erreurs de calibration. Trois dispersions (identiques pour les 3 bandes) sont considérées  $\sigma = 0.0, 0.2, 0.3$ . Seules les étoiles détectées dans les 3 bandes photométriques sont utilisées.

et 2.6. Ceci correspond à un biais très important dans la fonction de luminosité pour  $M_I \sim 12$  (figure 2.13a). Le changement de pente de  $\log N : (I - J)$  pour  $I - J \geq 3.2$  et le biais qui lui est associé pour  $M_I \geq 15$  est peut être artificiel car la relation couleur-magnitude empirique utilisée pour générer les étoiles est très mal contrainte dans cette zone.

L'utilisation d'une fonction de luminosité "réaliste" (figure 2.12b) change bien sûr le comportement de  $\log N / (I - J)$ : elle augmente le nombre d'objets en son maximum ( $I - J \sim 1.5$ ) et raidit la pente lors de sa décroissance. Il est à noter que la décroissance de la fonction de luminosité renforce le changement de pente de  $\log N / (I - J)$  pour  $I - J \sim 2.0 - 2.4$ . Elle aggrave donc la surestimation du nombre d'objets en cette zone, et donc le biais de la fonction de luminosité pour  $M_I \sim 12$  (figure 2.13a). Ce biais déplace le pic de la fonction de luminosité vers des magnitudes plus grandes (figure 2.13a).

Une dispersion gaussienne sur les magnitudes de  $\sigma = 0.3$  mag crée un biais très important, de l'ordre de 200%, qui ne pourrait être corrigé proprement. Cette valeur de  $\sigma = 0.3$  mag est cependant très importante, et il est facile d'obtenir des erreurs de calibration photométrique de l'ordre de  $\sigma = 0.05$  mag. Les effets sont alors beaucoup moins importants (de l'ordre de 10 à 20 %) et peuvent être corrigés. Cependant, ce biais provoqué par les erreurs de calibration a toujours été négligé jusqu'à maintenant, or il peut jouer un rôle crucial et changer le comportement des fonctions de luminosité déterminées. Il est primordial de construire la

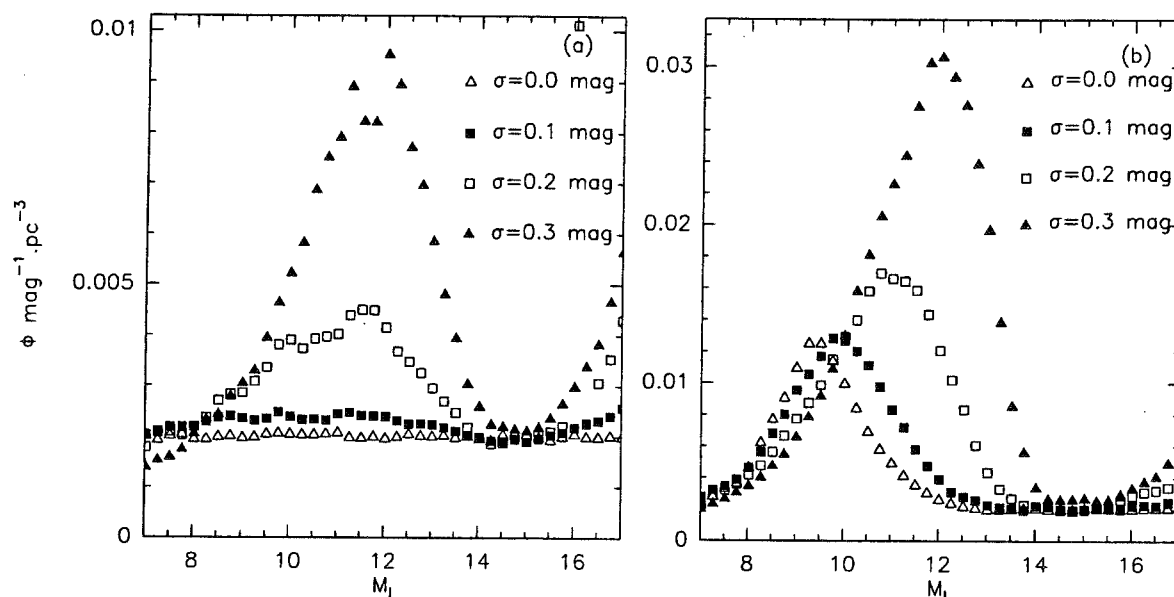


FIG. 2.13 – Biais sur la fonction de luminosité produit par les erreurs de calibration (dispersion gaussienne sur les magnitudes), pour une fonction de luminosité, “plate” pour (a) et “réaliste” (Fig. 2.8) pour (b). Les simulations ont ici été menées dans les mêmes conditions que celles de la figure 2.12

fonction de luminosité uniquement avec des données dont la calibration photométrique est de qualité.

### Effets du bruit de la cible électronique

Les biais produits par le bruit de la cible électronique (CCD ou caméra NICMOS) ont les mêmes causes que ceux qui viennent d’être décrits et dépendent également de la fonction de luminosité et de la relation couleur-magnitude. Ces erreurs dépendent par contre de la magnitude (figure 2.7): seules les étoiles faibles sont affectées d’erreurs importantes. Par ailleurs, la distribution des erreurs sur les magnitudes n’est pas gaussienne. Des simulations ont été effectuées en utilisant la fonction de luminosité “réaliste” et en considérant des limites de détection (pour 5 pixels contigus à  $1.5\sigma$  au dessus du fond) à  $I_d=19.0$ ,  $J_d=17.0$  et  $K_d=14.7$ , puis en faisant varier les magnitudes limites utilisées dans les comptages. Lorsque les magnitudes limites sont proches des limites de détection, les comptages deviennent incomplets (figure 2.6). Le code ne corrige pas pour l’instant cette incomplétude (ses résultats doivent donc être comparés directement aux comptages réels eux-mêmes atteints d’incomplétude). Les fonctions de luminosité atteintes d’incomplétude (figure 2.14a) sont renormalisées (figure 2.14b) sur les figures pour pouvoir comparer leurs comportements.

Si la fonction de luminosité est construite uniquement avec les étoiles détectées dans les 3 bandes photométriques (figure 2.14), le bruit n’introduit que des biais négligeables sur la fonction de luminosité. Cela provient des couleurs des naines M0-M7 ( $I-K < 3.5$ ,  $I-J < 2.7$ )

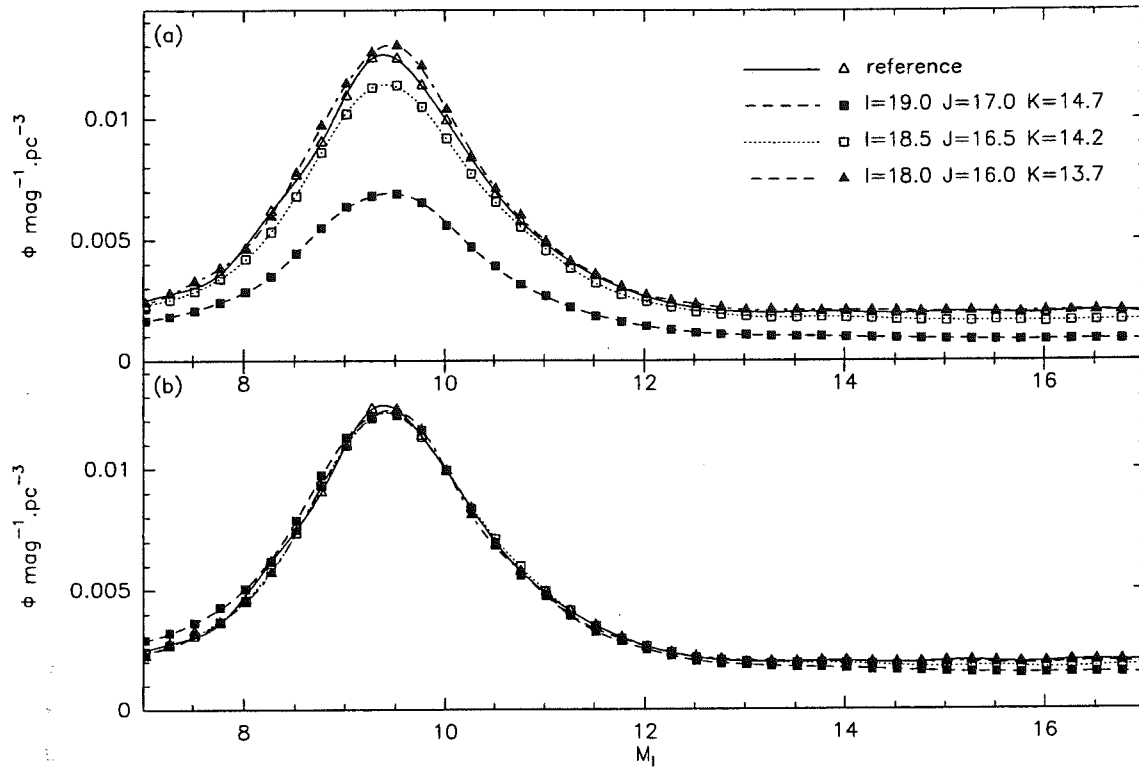


FIG. 2.14 – Biais sur la fonction de luminosité produit par le bruit des cibles électroniques pour une fonction de luminosité “réaliste”. Les limites de détection, de 5 pixels contigus à  $1.5\sigma$  au dessus du fond sont de  $I_d=19.0$ ,  $J_d=17.0$  et  $K_d=14.7$ . Les simulations sont faites pour  $h = 300 \text{ pc}$  et  $b = 90^\circ$ . Je fais varier les magnitudes limites pour des valeurs de  $M_d - M_{lim} = 0.0, 0.5, 1.0$  et les fonctions de luminosité construites sont comparées à la fonction de luminosité de référence sur laquelle les étoiles sont créées. Lorsque la magnitude limite est proche de la limite de détection les fonctions de luminosité sont entachées d’une incomplétude qui n’est pas corrigée (a), les fonctions de luminosité sont normalisées par rapport à la référence (b) pour pouvoir comparer leurs comportements. Les fonctions de luminosité sont construites uniquement avec des objets détectés dans les 3 bandes photométriques.

et des magnitudes limites de DENIS: avec DENIS une naine M0-M7 à la limite de détection en  $K$  est très facilement détectée en  $I$  et  $J$ .  $I$  et  $J$  (et donc l’estimateur de luminosité  $I - J$ ) sont donc très peu atteints par le bruit et les biais sur la fonction de luminosité restent donc très faibles. Il n’en est plus de même pour les objets plus rouges, où  $I$  approche de la limite de détection avant  $K$ . La fonction de luminosité peut alors être affectée d’un léger biais pour les objets les plus faibles ( $M_I > 13$ ).

Si maintenant la fonction de luminosité utilise toutes les étoiles détectées en  $I$  et  $J$  (sans qu’elles ne possèdent obligatoirement une contrepartie en  $K$ ), les biais sur la fonction de luminosité deviennent visibles (figure 2.15) même lorsque que nous nous restreignons à des objets une magnitude en-dessous de la limite de détection. Certaines des naines M servant



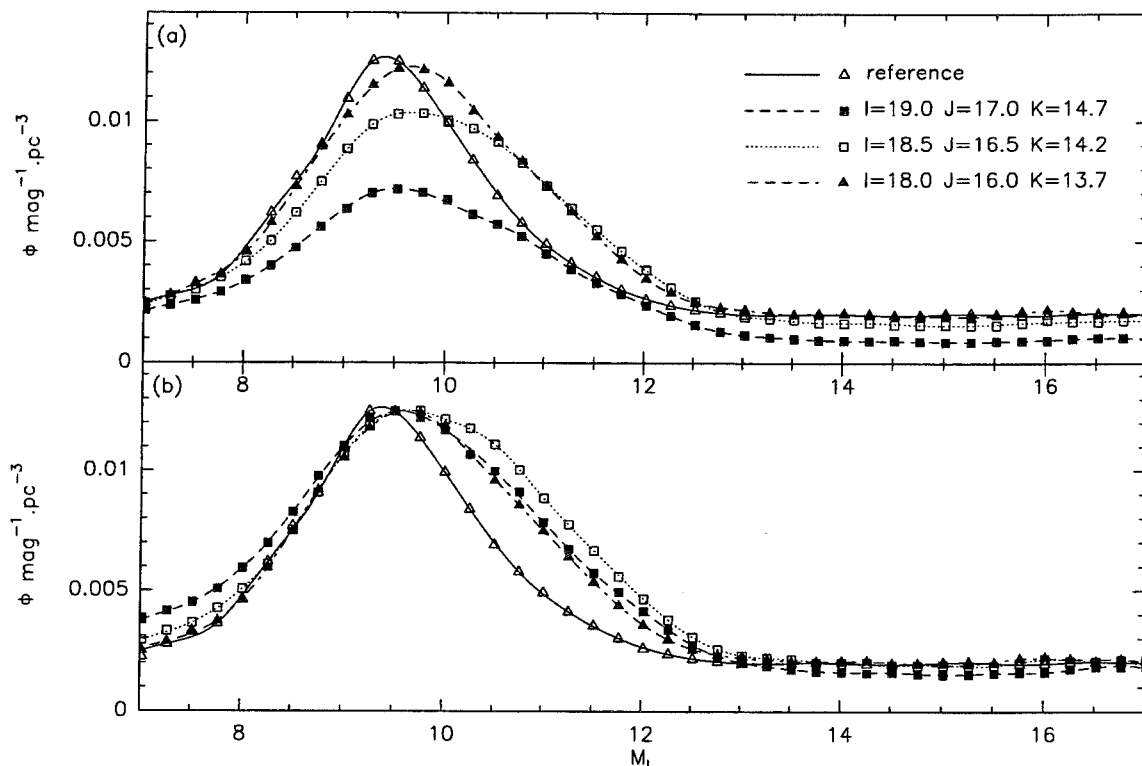


FIG. 2.15 – Fonctions de luminosité construites dans les mêmes conditions que pour la figure 2.14, sauf que toutes les étoiles détectées seulement en  $I$  et  $J$  sont considérées ici.

dans ce cas à la construction de la fonction de luminosité sont à la limite de détection en  $I$  et/ou en  $J$ . Un bruit important entache alors la photométrie  $I$  et/ou  $J$  et, par contre-coup, l'estimateur de luminosité  $I-J$ , ce qui provoque les biais dans la fonction de luminosité. Les effets sont légèrement différents de ceux produits par les erreurs de calibration, et étalent plus le pic de la fonction de luminosité vers les faibles luminosités qu'ils ne le déplacent. A nouveau, le biais reste suffisamment faible pour qu'une correction soit possible.

### 2.3.7 Conclusions sur les biais produits par les erreurs photométriques

Les erreurs photométriques, en provoquant une erreur sur l'estimateur de luminosité, produisent des biais sur la fonction de luminosité. Ceux-ci ne peuvent être complètement négligés, mais, pour des niveaux d'erreurs réalistes, ils restent suffisamment faibles pour pouvoir être corrigés. Ces biais dépendent fortement de la relation couleur-magnitude utilisée comme estimateur de distance et particulièrement de sa pente *et* de ses changements de pente. Pour diminuer les biais, il est souhaitable d'utiliser une relation couleur-luminosité possédant une pente faible (e.g. une grande dynamique pour la couleur utilisée comme estimateur de luminosité) et la plus constante possible.  $I - J$  répond très bien à la première condition et possède une très grande dynamique (plus de 2 magnitudes entre une  $M_0$  et une  $M_9$ ), mais est affectée de changements de pentes. De nombreux changements de régime physique sont en

effet présents pour la gamme des naines M (pour les atmosphères: recombinaison de  $H_2$  pour les M les plus massives, formation de poussière dans la photosphère pour les moins massives; pour l'intérieur stellaire: passage à un régime entièrement convectif pour  $M \sim 0.3M_\odot$  et à un régime dégénéré pour  $M \sim 0.1M_\odot$ ) et provoquent des changements de pente quelle que soit la relation couleur-luminosité utilisée. Il n'existe donc pas de couleur parfaite de ce point de vue, mais I-J est un assez bon compromis.

Il faut remarquer que ce biais photométrique a toujours été négligé dans les précédentes constructions de la fonction de luminosité. Or il peut provoquer une surestimation importante du nombre d'objets pour  $M_I \sim 10-12$  ( $M_V \sim 12-15$ ). La valeur de cette surestimation dépend de la qualité de la calibration photométrique.

Il est à noter que les biais provoqués par dispersion intrinsèque doivent également être sensibles au comportement de la relation couleur-luminosité. La corrélation entre la dispersion intrinsèque et la fonction de luminosité a été étudiée par Stobie et al. (1989), mais uniquement pour une relation couleur-luminosité linéaire.

La dispersion intrinsèque liée aux effets d'âge et de métallicité n'est pas introduite dans ce modèle, et demande un traitement un peu plus complexe qu'une dispersion gaussienne. Il serait intéressant de l'introduire en couplant les dispersions en âge et métallicité à la dispersion en magnitude via les modèles de structure, d'évolution et d'atmosphère stellaire adaptés aux étoiles de très faible masse.

Pour corriger intégralement la fonction de luminosité de ces biais il est aussi nécessaire d'introduire des binaires avec les fréquences de multiplicité et la distribution des rapports de masse pour les étoiles de très faible masse. Ces deux paramètres n'étant pas bien connus, un effort observationnel est d'abord à faire pour les déterminer.

## 2.4 Constitution d'un échantillon d'étoiles de très faible masse et de naines brunes avec DENIS

J'ai constitué un échantillon de naines très froides (étoiles de très faible masse et naines brunes) dans le cadre du projet DENIS. DENIS est un relevé photométrique grand champ effectué dans l'infrarouge proche, qui est particulièrement bien adapté à la recherche de ces objets, et dont je donnerai ici une description générale succincte.

Cet échantillon a été constitué pour préparer des programmes de suivi, indispensables pour améliorer notre connaissance de ces objets, et pour construire la première fonction de luminosité DENIS. Cette première fonction de luminosité doit être considérée comme préliminaire, car les relations couleur-luminosité ne sont actuellement que trop faiblement contraintes et ne permettent pas une construction rigoureuse de la fonction de luminosité. Les programmes de suivi sont de deux ordres. Il s'agit d'abord d'un programme de mesures de parallaxes destiné justement à contraindre la relation couleur-luminosité, et ensuite de programmes de spectroscopie visible et infrarouge menés en collaboration avec C. Tinney (AAT, Australie), E. Martín (IAC, Espagne) et G. Basri (Berkeley, USA). L'obtention des spectres et des luminosités de ces objets est indispensable pour contraindre les modèles théoriques d'étoiles de très faible masse et de naines brunes.

### 2.4.1 Le relevé infrarouge DENIS

La première cartographie Infrarouge du ciel, le "Two Micron sky survey" (TMMS, Neugebauer et Leighton, 1969), date de la fin des années 60. Avec une magnitude limite de seulement 3.1 en K, elle détecta environ 5000 sources. Depuis cette époque, les faibles performances des détecteurs infrarouges ne permirent pas une cartographie beaucoup plus profonde du ciel à ces longueurs d'onde. Durant les 10 dernières années, au contraire, des progrès considérables ont été réalisés dans la fabrication de cibles infrarouges, qui sont devenues de taille et de sensibilité suffisantes pour envisager une cartographie considérablement plus profonde dans le proche infrarouge. Deux programmes ont vu le jour dans le début des années 90, 2MASS (Two Micron All Sky Survey, Kleinmann 1992, Skrutskie et al. 1997) et DENIS (DEep Near Infra-red Southern sky survey, Epchtein et al. 1994, Epchtein 1997). Le projet américain 2MASS réalisera une cartographie complète du ciel dans les 3 bandes photométriques infrarouges J, H et  $K_{short}$  tandis que DENIS couvre l'hémisphère Sud dans 2 bandes infrarouge (J et  $K_{short}$ ) et une bande visible (I). Ces deux relevés permettront un gain de sensibilité d'un facteur  $\sim 10^4$  par rapport à la précédente cartographie dans le proche Infrarouge (TMSS). Ils sont complémentaires des relevés infrarouges plus lointains, effectués à bord de fusées (AFGL, Price et Walker 1976) ou de satellites: IRAS (InfraRed Astronomical Satellite) ou DIRBE (Diffuse Infrared Background Experiment) et de plus faible résolution spatiale.

DENIS est un programme européen regroupant de nombreux laboratoires. Son organisation générale est décrite dans Epchtein et al. (1997). Il réalise une cartographie complète du

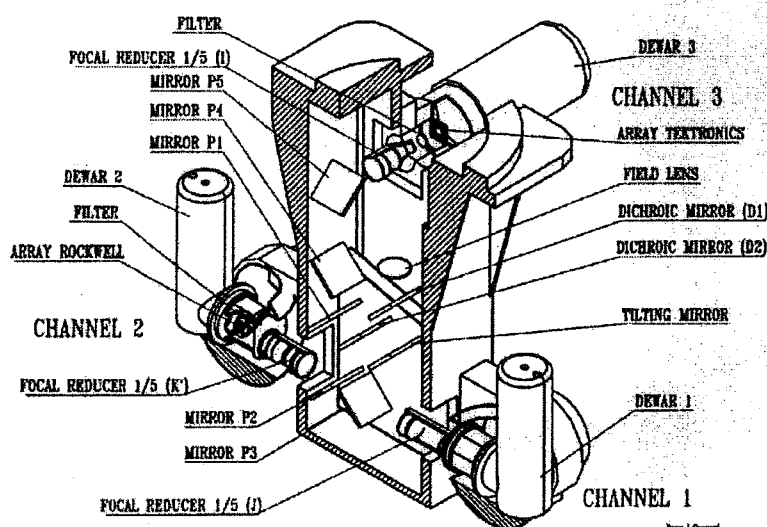


FIG. 2.16 – Schéma optique de l'instrument focal DENIS (dessin de L. Capoani)

ciel austral dans les bandes I ( $0.8 \mu\text{m}$ ), J ( $1.25 \mu\text{m}$ ) et  $K_{\text{short}}$  ( $2.15 \mu\text{m}$ ), avec des magnitudes limites de détection à  $5\sigma$ , respectivement de 18.0, 16.0 et 13.5. L'instrument DENIS est installé au foyer du télescope de 1m de l'ESO, à La Silla (Chili). Ce programme livrera deux produits à la communauté scientifique: 1° un atlas d'images digitales comprenant environ  $10^6$  images dans chacune des 3 bandes et, 2° une base de données regroupant les sources ponctuelles et les sources étendues.

La version préliminaire de l'instrument DENIS, équipé seulement des bandes J et  $K_{\text{short}}$ , fut monté sur le télescope en décembre 1993. L'instrument complet, avec la bande I, est en place depuis décembre 1995 et les observations du relevé ont débuté peu après. Au printemps 1997 environ 1/3 de l'hémisphère Sud était couvert.

### L'instrument DENIS

L'instrument DENIS, monté au foyer du télescope de 1m de l'ESO (voir figure 2.17), est une caméra 3 canaux construite pour ce projet (Copet et al. 1997). La lumière est séparée en trois faisceaux par deux lames dichroïques et envoyée sur 2 cibles  $256 \times 256$  NICMOS3 pour les voies infrarouges et un détecteur CCD  $1024 \times 1024$  Tektronix pour la voie I (voir le schéma (figure 2.16) de l'instrument). Trois réducteurs de focale fournissent un champ de  $12' \times 12'$  avec une échelle de  $3''$  par pixel pour les voies infrarouges et  $1''$  par pixel pour la voie I.

Le seeing moyen étant de  $1''$  à La Silla, les images infrarouges sont fortement sous-échantillonnées. Un dispositif de micro-balayage a été mis en place pour pallier à ce problème. Chaque image infrarouge DENIS est en réalité constituée de 9 sous-images élémentaires de 1 seconde de pose. Un miroir sur la trajectoire du faisceau infrarouge permet de décaler chaque sous-image élémentaire d'une fraction de pixel et de rééchantillonner les images infrarouges

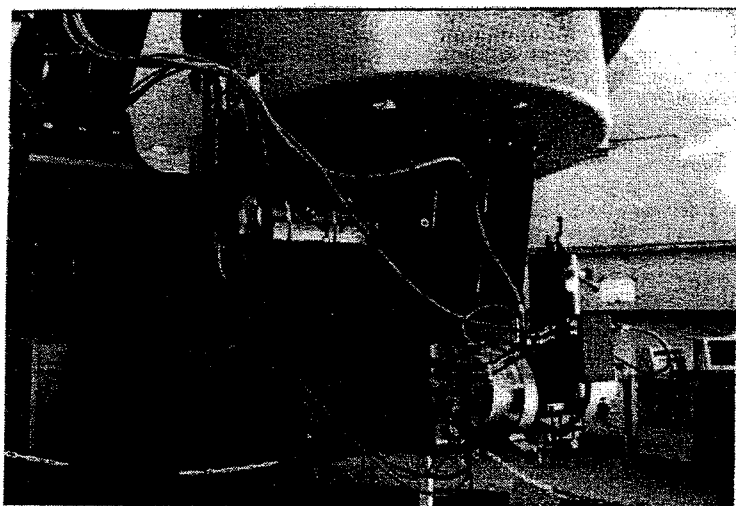


FIG. 2.17 – Photo de l'instrument DENIS au foyer du télescope ESO de 1m à La Silla

à 1" par pixel. Un autre avantage du micro-balayage est de diminuer l'effet des pixels morts et d'améliorer la photométrie.

### Transmission des bandes photométriques DENIS

Les courbes de transmission des trois filtres DENIS (voir figure 2.18) sont respectivement proches de celles des filtres Gunn i, J Johnson et Mauna Kea  $K_{short}$ . Cependant les trois faisceaux subissent de nombreuses transmissions ou réflexions dans l'instrument DENIS transformant les courbes de transmission. Un calcul complet, prenant en compte tous les éléments optiques ainsi que l'atmosphère, a été réalisé par M. Cohen.

Un filtre  $K_{short}$  plutôt qu'un filtre K classique a été choisi car il est plus éloigné d'une bande de l'eau, grâce à un léger décalage vers le bleu. La brillance du fond de ciel est alors réduite d'environ 0.6 magnitudes. La combinaison d'un voie visible et de deux voies infrarouges permet une couverture d'un domaine spectral plus important que la combinaison plus fréquente des filtres J, H et K (choisis pour 2MASS par exemple). Nous verrons que ce choix de DENIS est très avantageux pour la recherche d'étoiles de très faible masse. Il offre de plus une meilleure résolution spatiale.

### Stratégie d'observation

Les observations sont effectuées par séquences de 180 images (de  $12' \times 12'$ ) constituant une bande (*strip* DENIS) de  $30^\circ$  en déclinaison et  $12'$  en ascension droite. Deux images consécutives du strip sont décalées de  $10'$  en déclinaison et présentent donc un recouvrement de  $2'$ . De même le recouvrement entre deux strips voisins sera de  $2'$ . L'hémisphère est alors découpé en trois séries de strips, les strips équatoriaux ( $+2^\circ \leq \delta \leq -28^\circ$ ), médiums ( $-28^\circ \leq \delta \leq -58^\circ$ ) et polaires ( $-58^\circ \leq \delta \leq -88^\circ$ ). Le choix du strip à observer est effectué par une procédure d'optimisation tenant compte de nombreux critères (durée totale de la cartographie, observation

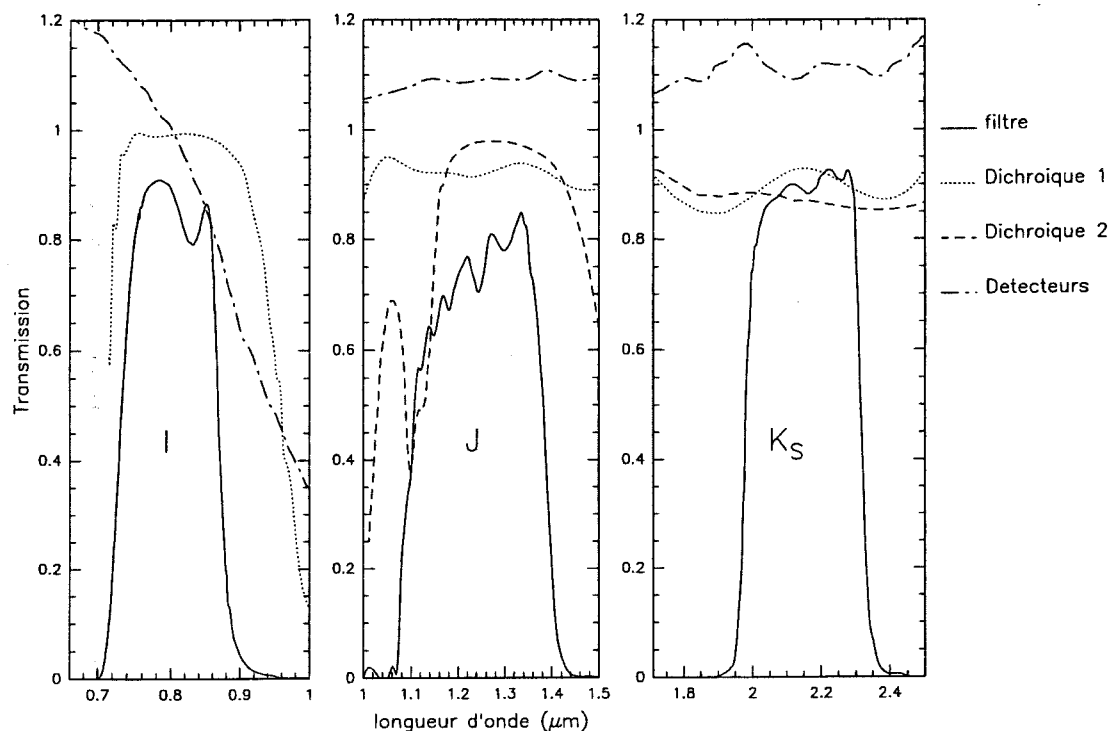


FIG. 2.18 – Transmission des 3 bandes photométrique DENIS. De nombreux éléments optiques sont sur le chemin des trois faisceaux DENIS et doivent être pris en compte pour le calcul de la transmission totale de chacune des bandes photométriques. Sur cette figure sont représentées seulement la transmission des 3 filtres, l'efficacité des cibles électroniques et la transmission (ou la réflexion, suivant le chemin du faisceau) des dichroïques. La réflexion des différents miroirs est également à prendre en compte, ainsi que l'atmosphère.

à de faibles masses d'air, observations privilégiées de strips adjacents, couverture homogène du ciel). Chaque strip est précédé et suivi de l'observation d'un champ astrométrique pour recalibrer les positions du télescope, et d'une étoile de référence photométrique. Une séquence totale d'observation (strip plus champ de calibration) dure environ 1h30.

La durée totale de la cartographie est estimée suivant des simulations Monte Carlo entre  $\sim 3$  ans (Kimeswenger et Kienel 1994) et  $\sim 5$  ans (Delfosse 1992).

### Acquisition, traitement et archivage de données

Une description détaillée de la procédure de réduction DENIS ("pipeline") peut être trouvée dans Epchtein et al. 1997. Seule une description très succincte en est donnée ici. La figure 2.19 schématise ce pipeline.

L'acquisition de données à La Silla est effectuée par une équipe locale, sous la direction de P. Fouqué, et d'astronomes visiteurs. Un pré-traitement des données est effectué en temps réel. Il consiste en la recombinaison des 9 sous-images des voies infrarouges, et d'une première

# DENIS DATA PROCESSING and ARCHIVING

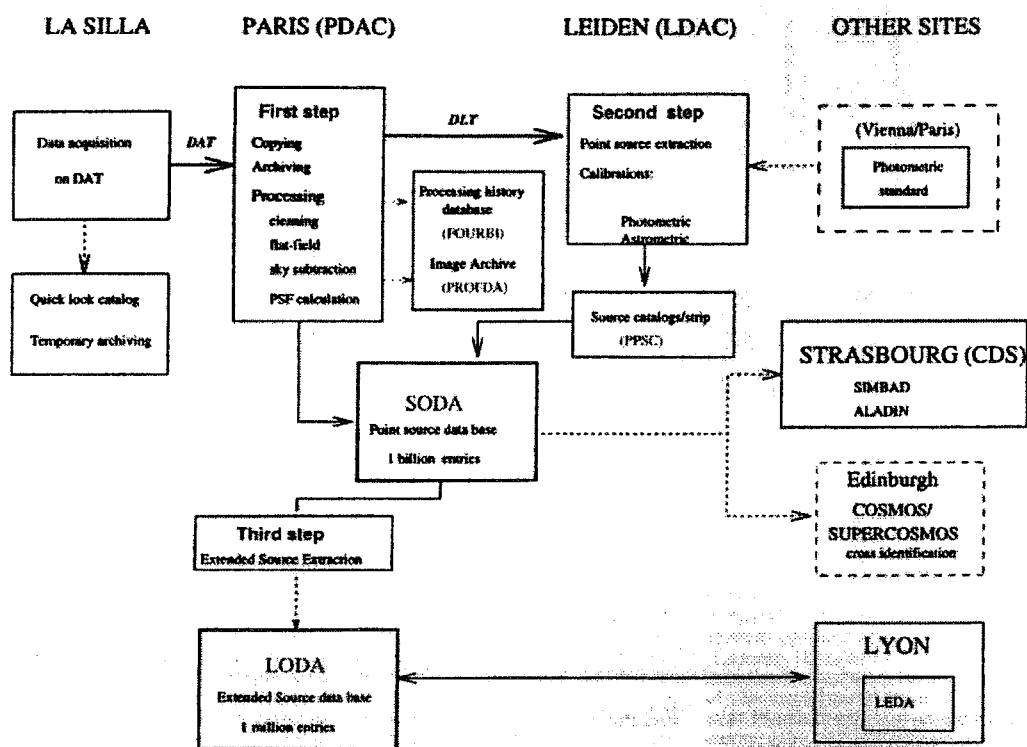


FIG. 2.19 – Organigramme du “pipeline” DENIS

soustraction du fond de ciel et correction du champ plat cela permet de visualiser les images en temps réel. Une extraction de sources est également réalisée en temps réel pour les champs astrométriques et photométriques.

Les données sont ensuite envoyées au “Paris Data Analysis Center” (PDAC, sous la direction de J. Borsenberger) à l’IAP, qui est responsable de l’archivage et du traitement d’image. L’émission instrumentale et du ciel est corrigée par une moyenne locale *clippée*, effectuée le long du strip (Borsenberger 1997) et le fond plat est extrait d’observations au lever du Soleil. Le PDAC sera également responsable de l’analyse des sources étendues après le retour des informations du LDAC sur les calibrations.

L’extraction et la photométrie des sources ponctuelles, ainsi que l’analyse des calibrations photométriques, devrait ensuite être sous la responsabilité du LDAC (Leiden Data Analysis Center). Les étoiles de calibration photométrique utilisées étant une compilation de standards provenant de différents jeux de filtres (CTIO, ESO, MSSSO, SAAO et UKIRT pour les standards infrarouges), il sera nécessaire de faire une analyse des résidus de calibrations, pour définir le système de photométrie DENIS et donner les différentes relations de transformation avec les autres systèmes.

Deux catalogues seront ensuite produits, SODA pour les sources ponctuelles et LODA pour les sources étendues. Une corrélation avec le catalogue optique SUPERCOSMOS est également envisageable pour produire un catalogue 5 couleurs.

### Performances de DENIS

Les magnitudes limites de détection dépendent du bruit de lecture de la cible électronique et du bruit de photon du fond de l'image. Le fond de l'image a deux origines, l'émission du ciel et de l'instrument (émission thermique). Les sources dominantes de l'émission du fond de ciel dépendent de la bande. Le fond de  $K_{short}$  est dominé par l'émission thermique (forte importance de l'émission de l'instrument), la bande J est sensible à l'absorption d'une bande de l'eau atmosphérique (à  $1.35\mu\text{m}$ ) et surtout à celles de radicaux  $OH^-$  (*airglow*). Des variations des magnitudes limites de détection sont alors dépendantes 1°, de variations de températures pour  $K_{short}$  (depuis Mai 1997, l'instrument DENIS est équipé d'une thermalisation qui devrait assurer une meilleure stabilité du fond thermique) 2°, de variations d'émissions atmosphériques pour I et J (l'émission de  $OH^-$  présente des variations temporelles sur des échelles de l'ordre de 5 à 15 min) et 3°, l'émission du ciel en I dépend fortement de la phase de la Lune.

La magnitude limite de détection et de complétude est dépendante de la procédure d'extraction utilisée. Les magnitudes limites de détection à  $3\sigma$  sont approximativement de 18.5 en I, 16.5 en J et 13.5 en K (Epchtein et al. 1997). Les précisions photométriques sont d'environ 0.03 magnitudes à la limite de saturation et 0.2 magnitudes à la limite de détection.

Une précision astrométrique de l'ordre de quelques dixièmes de secondes d'arc sont attendues (Epchtein et al. 1997).

### Objectifs scientifiques

Une cartographie dans l'infrarouge proche présente plusieurs atouts. Tout d'abord, l'extinction interstellaire est fortement dépendante de la longueur d'onde, ainsi le coefficient d'extinction interstellaire est réduit d'un facteur 9 pour la bande K par rapport à V (Rieke et Lebofsky 1985). Ensuite, un grand nombre d'objets émettent principalement dans le proche infrarouge (étoiles de très faible masse, étoiles évoluées, objets enfouis dans des nuages moléculaires) ils seront donc une cible scientifique privilégiée de DENIS.

*Structure Galactique:* Avec une cartographie de l'intégralité du ciel austral, une détection jusqu'à de très grandes distances des étoiles évoluées et une sensibilité moindre à l'extinction atmosphérique, DENIS permettra des études systématiques de la structure Galactique (bras spiraux, barre, détermination de la distribution de l'extinction, recensement des étoiles AGB, etc...). Les premiers résultats obtenus par DENIS dans ce domaine sont une étude de l'anti-centre Galactique et la détermination d'une distance de coupure (Ruphy et al. 1996) et une



détermination de la carte d'extinction dans le Caméléon (Cambresy et al. 1997).

*Régions de formation stellaire:* L'absorption interstellaire étant faible dans l'infrarouge, DENIS permettra un sondage profond des nuages moléculaires où se produit la formation stellaire. Les premiers résultats dans ce domaine ont été obtenus par Copet (1996) qui a déterminé la fonction de luminosité des étoiles de faible masse dans une région de 1 degré carré autour du Trapèze.

*Nuages de Magellan:* Le gain de résolution spatiale, par rapport à IRAS, ainsi que la sensibilité de DENIS, permettent de recenser toutes les étoiles géantes et AGB des nuages de Magellan. Le comportement de cette population (distribution spatiale, fonction de luminosité, comportement physique), dans ces galaxies de faible métallicité est très intéressant. Les nuages de Magellan ont été cartographiés en priorité au début du projet DENIS.

*Astronomie extra-Galactique:* La bande à  $2\mu\text{m}$  possède deux atouts pour l'étude des galaxies. Premièrement, contrairement au visible, le rapport masse-luminosité dépend peu du type de galaxie pour la bande K. Deuxièmement, la bande K est peu affectée par l'absorption ou l'émission des poussières interstellaires. L'émission dans cette longueur d'onde est donc un bon traceur des masses stellaires. L'infrarouge proche possède également une possibilité de pénétrer plus profondément dans les grandes structures Galactique, grâce à la diminution de l'absorption interstellaire à ces longueurs d'onde. Par contre DENIS a une sensibilité un peu juste pour l'étude des galaxies faibles.

Enfin, DENIS est particulièrement bien adapté à la recherche d'étoiles de très faible masse et de naines brunes, que je vais présenter maintenant.

#### **2.4.2 Recherche d'étoiles de très faible masse et de naines brunes avec DENIS**

Les étoiles de très faible masse et naines brunes rayonnent l'essentiel de leur énergie dans l'infrarouge proche et DENIS est particulièrement bien adapté à l'étude de ces objets. Il les détecte jusqu'à de grandes distances, et l'association de la bande I aux deux bandes infrarouges permet de les séparer facilement des autres objets. Les étoiles de très faible masse et les naines brunes constituent un des principaux objectifs du projet.

##### **Distances limites de détection des étoiles de très faible masse**

Six objets représentatifs sont utilisés pour estimer les distances maximales auxquelles DENIS détecte les étoiles de très faible masse et les naines brunes. Pour les types spectraux M 3, M 5.5 et M 7, j'adopte les magnitudes moyennes de Legget (1992). J'ajoute trois naines extrêmement froides, une M 9 (LHS 2065), le candidat naine brune GD 165B et la naine

brune Gl 229B (voir la table 2.3). Pour les magnitudes limites de détection de DENIS ( $I=18.5$ ,  $J=16.5$  et  $K=13.5$  ou  $K=14.0$ ) ceci fournit les distances maximales de détection de la table 2.4. Ces distances correspondent à des objets détectés dans deux ( $I$ ,  $J$  ou  $J$ ,  $K$ ) ou trois bandes photométriques. Pour les détections dans 3 filtres, la limite de détection est déterminée par  $K$  pour les objets les plus bleus ( $I - J < 3.2$ , type spectral moins tardif que M9), et par  $I$ , pour les plus rouges ( $I - J > 3.2$ ).  $J$  ne limite jamais la détection.

Objets	$M_I$	$M_J$	$M_K$
M 3 <sup>(a)</sup>	8.3	7.0	6.1
M 5.5 <sup>(a)</sup>	10.5	8.75	7.86
M 7 <sup>(a)</sup>	13.25	10.75	9.85
LHS 2065 <sup>(a)</sup> (M9)	14.8	11.6	10.34
GD 165B <sup>(b)</sup>	16.37	12.92	11.25
Gl 229B <sup>(c)</sup>	21.2	15.4	15.6

TAB. 2.3 — *Magnitude absolue de quelques objets représentatifs. Les magnitudes et parallaxes adoptées proviennent de <sup>(a)</sup> Leggett (1992), <sup>(b)</sup> Tinney et al. (1995), <sup>(c)</sup> Martín et al. (1997a).*

DENIS se révèle bien adapté à la recherche d'étoiles de très faible masse. Une étoile de type spectral M 9 (masse  $\sim 0.08M_{\odot}$ ) est détectable au-delà de 40 pc, tandis qu'une M3 ( $M \sim 0.3 - 0.4M_{\odot}$ ) l'est jusqu'à 300 pc, pour une détection dans les 3 bandes, ou au delà de 1 kpc pour une détection en  $I$  et  $J$ .

Objets	distance limite en pc			
	IJK	IJ	JK <sub>13.5</sub>	JK <sub>14.0</sub>
M 3	300	1100	300	380
M 5.5	135	400	135	170
M 7	54	112	54	68
LHS 2065 (M9)	43	55	43	54
GD 165B	27	27	28	35
Gl 229B	2.8	2.8	3.8	4.8

TAB. 2.4 — *Distance limite de détection des étoiles de très faible masse et naines brunes. Les magnitudes limites de DENIS adoptées sont  $I=18.5$ ,  $J=16.5$ ,  $K=13.5$  ou  $K=14.0$ . Seules les détections dans au moins 2 bandes sont considérées*

### Séparation entre les étoiles de très faible masse et les autres objets

Les étoiles de très faible masse sont donc détectables jusqu'à des distances importantes, mais il faut également pouvoir les isoler des autres objets détectés par DENIS (seul environ un objet sur 100 000, dans les données DENIS, est une naine de type spectral plus tardif que M9). Ceci est relativement aisé grâce à l'association de la bande  $I$  aux bandes infrarouges. La séquence de naines M dans un diagramme  $I - J/J - K$  (figure 2.20) montre que l'indice de couleur  $I - J$  possède une très grande dynamique pour la fin de la séquence principale et les naines brunes: plus de 2 magnitudes séparent le type spectral M3 ( $I - J \sim 1.15$ ) du type M9 ( $I - J \sim 3.2$ ). La naine brune froide Gl 229B a une couleur  $I - J \sim 6.0$ , près de

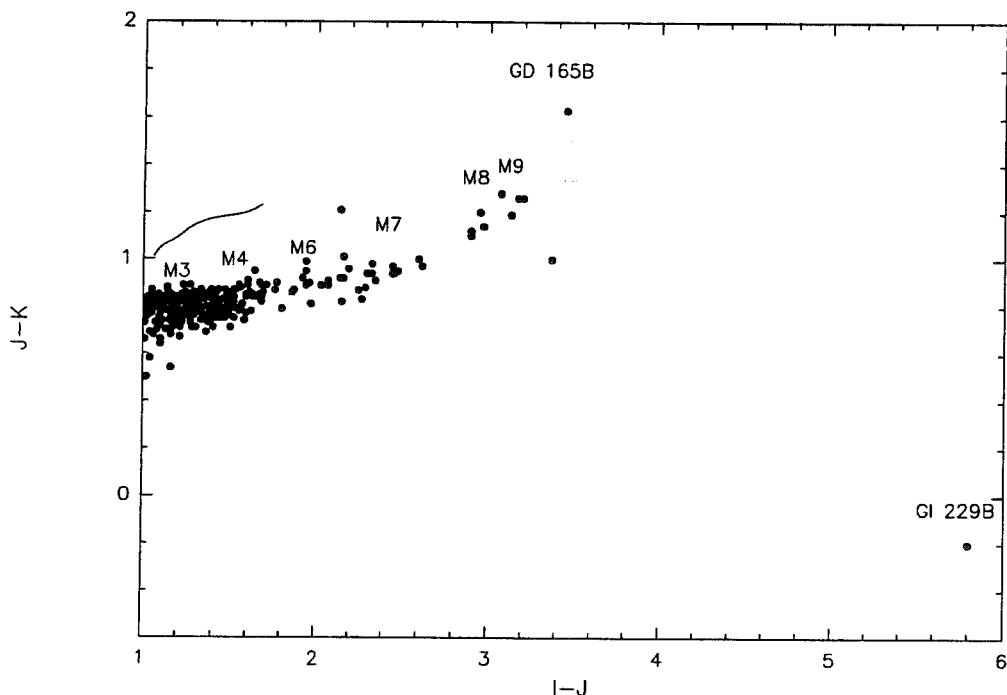


FIG. 2.20 – Diagramme couleur-couleur  $I-J/J-K$ . Les points correspondent à des naines  $M$  bien connues. Les types spectraux associés aux couleurs correspondent à des objets du jeune disque. Les relations type spectral-couleur dépendent légèrement de la métallicité. La courbe en trait plein correspond à la séquence des géantes (de  $M0$  à  $M5$ ) de Bessel et Brett (1988)

3 magnitudes plus rouge que la fin de la séquence principale. Pour comparaison les naines G et K ont respectivement des indices de couleurs de l'ordre de  $I - J \sim 0.4$  et  $I - J \sim 0.6$ .

La couleur  $J - K$  est par contre mal adaptée à la séparation des étoiles de très faible masse du reste de la séquence principale. Entre G0 et K7,  $J - K$  rougit de 0.35 à 0.8, puis entre M0 à M7,  $J - K$  reste pratiquement stable à  $\sim 0.9$ . Au-delà, les étoiles rougissent à nouveau, sous l'effet de la formation de grains dans la photosphère (Allard 1997), pour atteindre  $J - K \sim 1.6$  pour les objets similaires à GD 165B. Pour des objets plus froids, une importante bande d'absorption du méthane se forme et diminue le flux dans la bande K.  $J - K$  diminue alors lorsque la température baisse et Gl 229B a ainsi une couleur  $J - K$  de  $-0.2$ , qui est celle d'une étoile B.

$I - J$  est donc un très bon estimateur de la température effective et sépare bien les étoiles de très faible masse et naines brunes du reste de la séquence principale.  $J - K$  est par contre difficilement utilisable car sa dynamique est faible et il présente même une dégénérescence (les naines brunes ont la même couleur que les étoiles B). Le pré-survey DENIS, n'observant que dans les bandes J et K, n'était donc pas adapté à la recherche d'étoiles de très faible masse et de naines brunes. Il a fallu attendre l'installation de la voie I (en décembre 1995) pour entreprendre cette étude. La cartographie concurrente de DENIS, 2MASS (Skrutskie et al. 1997), utilise les bandes infrarouges (JHK), et rencontre ce problème pour la recherche

des étoiles de très faible masse (Kirkpatrick et al. 1997). Ils ont donc recours à une bande photométrique complémentaire dans le visible. Pour des raisons de disponibilités de données (plaque de Schmidt digitalisée), ils utilisent la bande R ce qui rend leur recherche d'étoiles de très faible masse nettement moins profonde que celle de DENIS.

Dans le reste du diagramme HR, seules les géantes occupent une zone similaire du diagramme  $I - J/J - K$ . Les objets enfouis dans de la poussière (géantes à enveloppe, étoiles jeunes dans les nuages moléculaires) se distinguent facilement par des  $J - K$  beaucoup plus rouges que les étoiles de très faible masse pour des  $I - J$  similaires. Les galaxies rouges sont extrêmement rares aux magnitudes limites de DENIS et ne polluent que très peu la séquence des étoiles de très faible masse. Par contre les géantes, de types spectraux M0-M7, ont des couleurs similaires (voir la figure 2.20), et ne se distinguent que par un  $J - K$  légèrement plus rouge, que ceux des étoiles de la séquence principale. L'utilisation d'observations à haute latitude Galactique permet de minimiser la contamination par les géantes, qui seraient par contre assez nombreuses dans la direction du disque. Des observations spectroscopiques permettent de séparer les géantes des naines, et ont permis (section 2.4.4) de vérifier que cette contamination est faible ( $< 5\%$ ).

#### Estimation du nombre de naines brunes détectables avec DENIS

Si les étoiles de très faible masse sont détectées jusqu'à de grandes distances, il n'en est pas de même pour les naines brunes froides telle que Gl 229B, qui n'est détectable que jusqu'à 4 ou 5 pc. Si l'on suppose que la fonction de luminosité garde dans le domaine des naines brunes la valeur de la fonction de luminosité de Kroupa (1995a) pour les objets les plus faibles ( $\Phi \sim 0.002 \text{ pc}^{-3} \text{ mag}^{-1}$ ), DENIS détectera moins d'un objet similaire à Gl 229B dans deux bandes. Environ 20 naines brunes similaires à Gl 229B seront détectables dans la bande J seule, mais il ne sera pas possible de les séparer de tout autre objet plus rouge que  $I - J > 2$  sans avoir recours à des programmes de suivi (mouvement propre ou photométrie complémentaire).

Toujours en supposant une fonction de luminosité plate, on peut par contre attendre une centaine d'objets similaires à GD 165B, détectés dans deux bandes, dans l'intégralité des données DENIS (voir la table 2.5).

Objet	Nb d'objets détectables			
	IJK	JK <sub>13.5</sub>	JK <sub>14</sub>	J
LHS 2065 (M9)	~330	~330	~700	~3500
GD 165B	~80	~90	~180	~600
Gl 229B	0.1	0.2	0.45	~20

TAB. 2.5 – Nombre d'objets attendus, par intervalle de magnitude, dans l'intégralité de la cartographie DENIS (un hémisphère) en prenant comme magnitude limite  $I=18.5$ ,  $J=16.5$ ,  $K=13.5$  ou  $K=14.0$  et une fonction de luminosité plate ( $\Phi \sim 0.002 \text{ pc}^{-3} \text{ mag}^{-1}$ )

Les nombres réels dépendront bien entendu du comportement de la fonction de luminosité

dans le régime des naines brunes, qui est pour l'instant inconnu. On peut cependant conclure que sauf accident majeur de la fonction de luminosité, DENIS détectera un nombre significatif d'objets similaires à GD 165B, mais très peu de naines brunes froides, similaires à Gl 229B.

Il faut par ailleurs noter que le temps de refroidissement des naines brunes est très long. Une naine brune jeune ( $10^8$  ans) telle que Teide 1 (Rebolo et al. 1995, 1996) possède un type spectral M8 (Martín et al 1996) et est détectable, par DENIS, jusqu'à environ 120 pc (Martín et al 1997a). En supposant un taux de formation stellaire constant pour le disque Galactique, Martín et al (1997a) estiment que DENIS détectera plus de 250 naines brunes similaires à Teide 1 (dans deux bandes). Ces objets ne peuvent par contre pas être séparés des étoiles de faible masse plus vieilles sur la base de données photométriques. Des observations spectroscopiques complémentaires de la raie du Lithium permettront de séparer les naines brunes jeunes des étoiles de faible masse. La détection de cet élément est en effet une preuve du statut de naine brune (Rebolo et al. 1992).

### 2.4.3 Calibration des filtres DENIS pour les étoiles de très faible masse

Nous avons jusqu'à maintenant utilisé, comme système photométrique de référence, les filtres  $I_c$ ,  $J_{CIT}$  et  $K_{CIT}$ . Le système DENIS est à priori différent, notamment par l'utilisation de  $K_{short}$  qui est légèrement décalé vers le bleu par rapport à  $K_{CIT}$ . Il est donc nécessaire de calibrer les transformations entre le système DENIS et le système de référence.

Une nuit de calibration photométrique de DENIS a été utilisée à cet effet. Au cours de cette nuit, 7 étoiles standards photométriques ont été observées à environ dix reprises chacune et à différentes masses d'air. Ceci permet de déterminer l'extinction atmosphérique (Figure 2.21) et les points zéros, c'est à dire la calibration entre le flux mesuré en unité de la cible électronique et les magnitudes apparentes.

Les données de référence pour cinq de ces standards sont dans le filtre  $I_c$ , pour deux dans les filtres  $J_{SAAO}$  et  $K_{SAAO}$  (Carter et Meadows 1995) et pour une dans  $J_{UKIRT}$  et  $K_{UKIRT}$ . Tous les standards infrarouges sont ramenés au système CIT en utilisant les relations de Legget (1992) et Carter (1990):

$$K_{CIT} = K_{UKIRT}$$

$$(J - K)_{CIT} = 0.929(J - K)_{UKIRT}$$

$$J_{CIT} = J_{SAAO} - 0.134(J - K)_{SAAO} - 0.001$$

$$K_{CIT} = K_{SAAO} - 0.027(J - K)_{SAAO} - 0.003$$

Les magnitudes instrumentales sont déterminées avec le logiciel "SExtractor" (Bertin et Arnouts (1996) en utilisant une magnitude à ouverture adaptative. Les relations entre les points zéro et la masse d'air sont alors pour cette nuit:

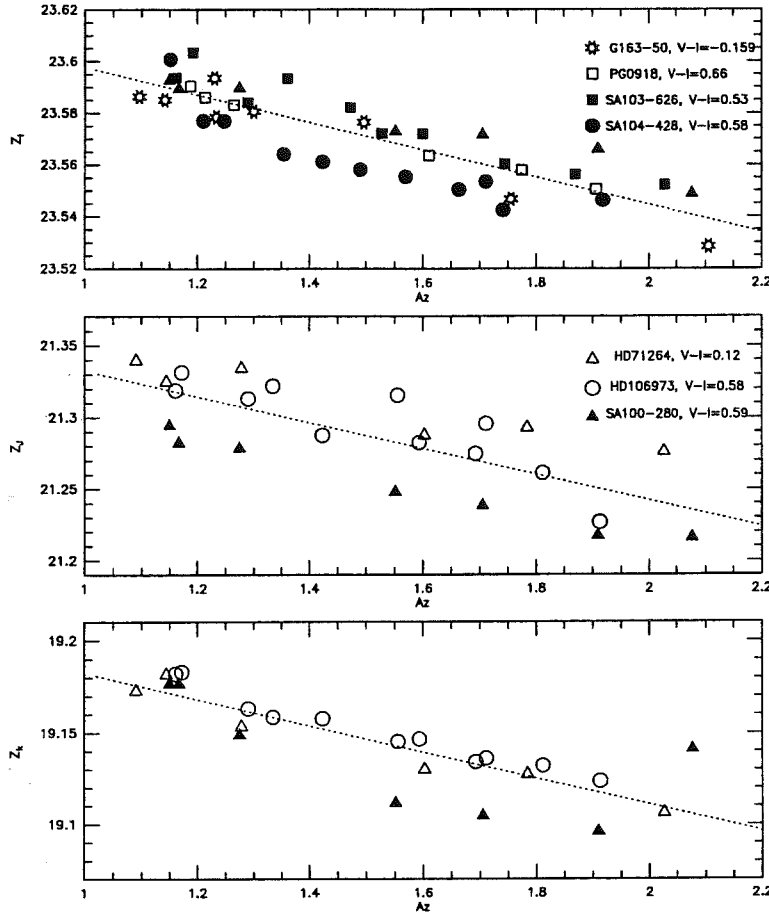


FIG. 2.21 - Comportement du point zéro, en fonction de la masse d'air, pour la nuit de calibration. 7 standards photométriques ont été observés tout le long de la nuit.

$$Z_I = 23.651 - 0.053A_Z \quad (2.35)$$

$$Z_J = 21.423 - 0.091A_Z \quad (2.36)$$

$$Z_K = 19.254 - 0.072A_Z \quad (2.37)$$

La dispersion à une masse d'air donnée est faible en I et K ( $\sim 0.02$  mag), mais plus importante en J ( $\sim 0.05$  mag). De plus, nous observons pour HD 106973 (voir figure 2.21) des différences de 0.03 mag pour des mesures à des masses d'air similaires, en début et en fin de nuit. Ceci indique une variation de l'absorption atmosphérique dans cette bande au cours de la nuit. La bande J contient une bande atmosphérique en absorption de l'eau qui subit des variations importantes en fonction de l'humidité. Enfin nous remarquons que le point zéro en J, donné par le standard UKIRT (SA 100-280), est systématiquement plus faible que celui donné par les deux standards SAAO. Cela provient certainement d'un résidu dans la transformation des standards vers le système CIT.

19 naines M ont été également observées au cours de cette nuit (table 2.6), elles ont été choisies pour couvrir une gamme de  $I - J$  allant de 1 à 3.3. La plupart d'entre elles

Nom	$I_c$	$J_{CIT}$	$K_{CIT}$	I-J	source photo I	qua. I	source photo. JK	qua. JK
LHS 2026	14.27	12.02	11.15	2.25	M+	2	B91	2
LHS 254	13.44	11.54	10.77	1.90	DF	1	B91	2
LHS 2065	14.44	11.24	9.98	3.20	M+	2	B91,RBL	2
LHS 292	11.20	8.90	7.96	2.30	B91,Uu	1	B91,HM,RBL	2
LHS 2347	15.12	13.04	12.10	2.08	B91	1	B91	2
LHS 2351	14.91	12.35	11.34	2.56	B91	1	B91	2
Gl 421C	11.02	9.54	8.74	1.48	B90,DB	1	DB	3
LHS 2397a	14.95	11.95	10.77	3.00	M+	2	B91,RBL	2
LHS 2471	13.69	11.24	10.30	2.45	M+	2	B91	2
LHS 325a	14.36	11.95	11.10	2.41	B91	1	B91	2
LHS 2643	14.15	12.33	11.41	1.82	B91	1	B91	2
Gl 514.1	11.29	9.61	8.77	1.68	B90,E,Up	1	CP	1
LHS 2875	10.58	9.36	8.53	1.22	B91,Uu	1	B91	2
Gl 540.2	10.82	9.06	8.19	1.76	B90	1	CP	1
Gl 543	10.99	9.59	8.88	1.40	B90,DB,SH,Up	1	DB	3
LHS 3003	12.53	9.93	8.93	2.60	B91	1	B91	2
TVLM 868-54745	14.90	12.74	11.73	2.16	Ti	1	Ti	1
TVLM 868-110639	15.79	12.72	11.44	3.07	Ti	1	Ti	1
Gl 644C(VB8)	12.24	9.77	8.82	2.47	B90,B91,M+,Uu	1	B91.BR,P.RG,SH	1

TAB. 2.6 – Les 19 naines M utilisées pour calibrer le système DENIS par rapport au système  $I_c JK_{CIT}$ . Les références et les systèmes photométriques originaux dans lesquels ces mesures ont été obtenues sont: Pour les données photométriques dans la bande I: B90 Bessel 1990 (Bessel's Cousins System), B91 Bessel 1991 (Bessel's Cousins System), DB Doyle et Butler 1990 (Cousins system), DF Dawson et Forbes 1989 (Bessel's Cousins System), E Eggen 1979,1980,1987 (Kron system), M+ Monet et al 1992 (Kron-Mayal), SH Stauffer et Hartmann 1986 (Kron System), Ti Tinney et al. 1993a Up UNSO (Kron-Mayal), Uu UNSO unpublished (Kron-Mayal), V Veeder 1974 (Johnson), WU Weis et Upgren 1982 (Kron), W84 Weis 1984 (Kron), W88 Weis 1988 (Kron). Pour les données photométriques dans les bandes J et K: B91 Bessel 1991 (Johnson-Glass), BR Berriman et Reid 1987 (UKIRT), CP Caillaut et Patterson 1990 (KPNO), DB Doyle et Butler 1990 (SAO-Carter), E+ Elias et al 1982 (CIT), HM Henry et McCarthy 1990 (KPNO), LH Leggett et Hawkins 1988 (CIT), MH Mould et Hyland 1976 (SAO-Glass), P Probst 1983,1991 (CIT), PAF Person, Aaronson et Frogel 1977 (HCO), RBL Reid, Berriman et Leggett 1991 (UKIRT), RG Reid et Gilmore 1984 (AAO system), SH Stauffer et Hartmann 1986 (KPNO), Ti Tinney et al. 1993a (ProtoCAM system), UK UKIRT standart (UKIRT), V Veeder 1974 (Johnson)

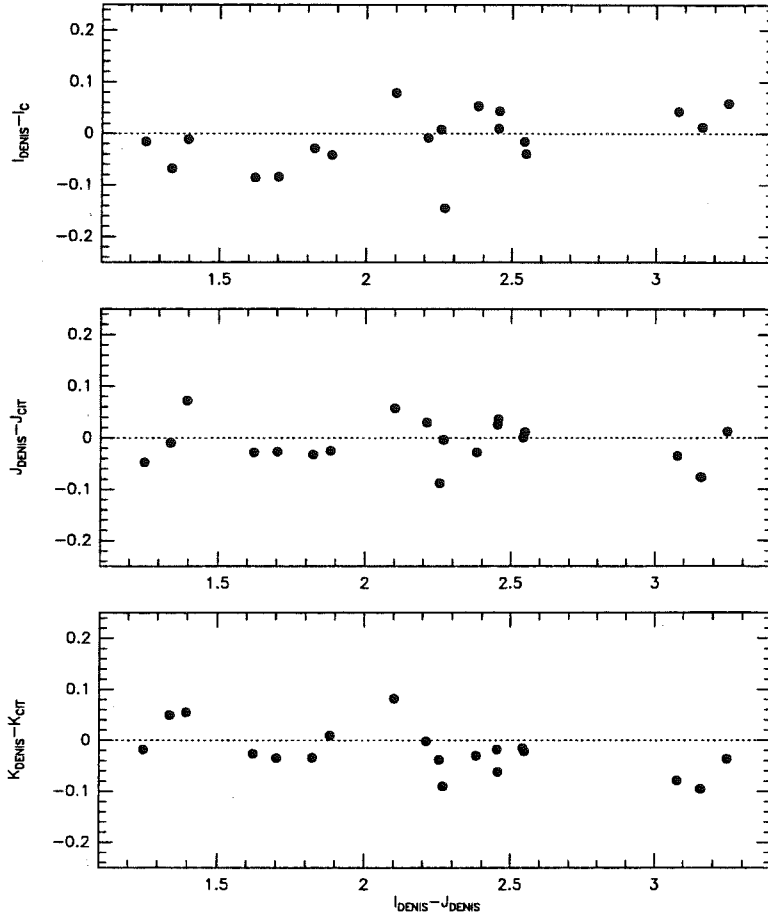


FIG. 2.22 -  $\Delta I = (I_{DENIS} - I_c)$ ,  $\Delta J = (J_{DENIS} - J_{CIT})$  et  $\Delta K = (K_{DENIS} - K_{CIT})$  en fonction de  $(I - J)_{DENIS}$  pour 19 naines M.

proviennent de la compilation de Leggett (1992), complétée par quelques sources tirées de Tinney et al. 1993a. La photométrie de référence ramenée au système  $I_cJK_{CIT}$  a été acquise par de nombreux auteurs (colonnes (6) et (8) de la table 2.6) et des critères de qualité sont définis (colonnes (7) et (9) de la table 2.6). La qualité 1 est attribuée aux mesures dans le système de référence  $I_cJK_{CIT}$  ou dans des filtres très proches ne nécessitant pas de transformation (KPNO ou ProtoCAM system). La qualité 2 correspond aux mesures dans des systèmes différents ramenées par Leggett (1992) au système de référence  $I_cJK_{CIT}$ . Leggett leur attribue une précision meilleure que 3%. La qualité 3 est attribuée à des mesures moins précises (Veeder (1975), Doyle et Butler (1990)) pour lesquelles Leggett (1992) note des écarts atteignant 10% avec les autres sources de données.

La photométrie dans le système DENIS a été mesurée en utilisant les points zéro corrigés de l'absorption atmosphérique (table 2.7). Les figures 2.22 et 2.23 indiquent respectivement le comportement de  $\Delta I = (I_{DENIS} - I_c)$ ,  $\Delta J = (J_{DENIS} - J_{CIT})$ ,  $\Delta K = (K_{DENIS} - K_{CIT})$  et de  $\Delta(I - J)$  et  $\Delta(J - K)$  en fonction de  $(I - J)_{DENIS}$ . La dispersion dans ces



Nom	Az	$I_{DENIS}$	$J_{DENIS}$	$K_{DENIS}$
LHS 2026	1.11	14.26	12.05	11.15
LHS 254	1.13	13.40	11.52	10.78
LHS 2065	1.07	14.50	11.25	9.94
LHS 292	1.05	11.25	8.87	7.93
Gl 421C	1.05	11.01	9.61	8.80
LHS 2397a	1.04	14.99	11.92	10.69
LHS 2347	1.20	15.20	13.10	12.18
LHS 2351	1.24	14.89	12.35	11.32
LHS 2471	1.20	13.73	11.28	10.24
LHS 325a	1.03	14.22	11.95	11.01
LHS 2643	1.02	14.12	12.30	11.38
LHS 3003	1.07	12.49	9.94	8.91
Gl 514.1	1.09	11.20	9.58	8.74
LHS 2875	1.07	10.56	9.31	8.51
Gl 540.2	1.15	10.74	9.03	8.16
Gl 543	1.06	10.92	9.58	8.93
TVLM 868-54745	1.14	14.91	12.65	11.69
TVLM 868-110639	1.16	15.80	12.64	11.35
Gl 644C	1.08	12.25	9.80	8.80

TAB. 2.7 – Photométrie DENIS des 19 naines M servant à la calibrations des relations  $IJK_{DENIS}$ - $I_cJK_{CIT}$ . Le point zéro est corrigé de l'absorption atmosphérique, pour la masse d'air Az de l'observation.

relations est relativement importante (de l'ordre de 0.1 magnitude pic à pic). Cela s'explique d'abord par la variabilité intrinsèque des naines M, qui présentent fréquemment de l'activité chromosphérique, et ensuite par les erreurs des mesures de référence (ces étoiles ne sont pas des standards photométriques) et de DENIS. Il n'est donc pour l'instant pas possible de détecter des différences entre les 2 systèmes photométriques inférieures à 0.05 mag. A ce niveau, les 2 systèmes sont très proches pour toute la gamme des naines M. Seul  $K_{DENIS}$  semble inférieur d'environ 0.05 mag à  $K_{CIT}$  au delà de  $I - J = 2.5$ . Pour les naines M, le système  $IJK_{DENIS}$  est donc très proche de  $I_cJK_{CIT}$ . En première approximation aucune transformation n'est donc nécessaire.

#### 2.4.4 Constitution d'un échantillon d'étoiles de très faible masse et de naines brunes à partir de 230° de DENIS

Pour constituer un échantillon d'étoiles de très faible masse, j'ai traité 230 degrés carrés des données DENIS. La réduction des images a été effectuée par le PDAC. Le "pipeline" d'extraction et de mesure de la photométrie, à Leiden, n'étant pas opérationnel. J'ai donc effectué l'extraction, la photométrie et l'identification croisée des trois voies DENIS à Grenoble.

Ce travail a révélé une population significative de candidats naines très rouges (type

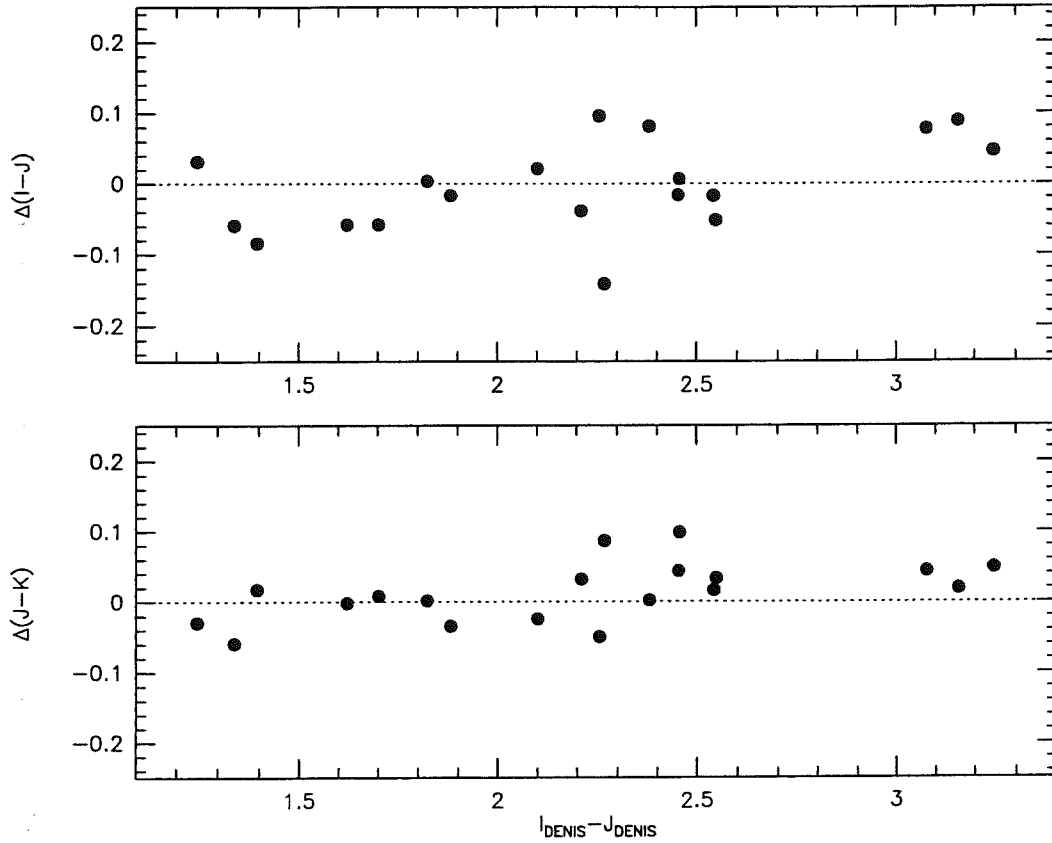


FIG. 2.23 –  $\Delta(I-J) = (I-J)_{DENIS} - (I_c - J_{CIT})$ ,  $\Delta(J-K) = (J-K)_{DENIS} - (J-K)_{CIT}$  en fonction de  $(I-J)_{DENIS}$  pour 19 naines M.

spectral plus tardif que M7) et naines brunes massives. J'ai en particulier découvert 3 objets de couleurs similaires à GD 165B et significativement plus brillants, donc plus proches.

Les objets très rouges identifiés dans les champs DENIS, sont l'objet de deux programmes de suivi: spectroscopie infrarouge à l'AAT (en collaboration avec Chris Tinney, AAT) et mesures de parallaxes trigonométriques avec le télescope danois de 1.54m à la Silla. La spectroscopie infrarouge confirme d'ores et déjà le statut de naine rouge/brune de pratiquement tous ces objets et montre donc que notre échantillon n'est que faiblement pollué par des géantes, très lointaines. Ces spectres apportent également des contraintes essentielles pour les modèles d'atmosphère stellaire.

La spectroscopie infrarouge confirme également que l'un des 3 objets les plus rouges (DENIS-P J1058-1548) possède une température effective similaire à GD 165B et que les deux autres (DENIS-P J1228-1547 et J0205-1159) sont sensiblement plus froids.

### Le Mini-survey

The 52 strips used for the mini-survey (Table 2.8 and 2.9) were selected for maximum galactic latitude and good coverage of the right ascensions that were observable during the two

spectroscopic observing runs. These strips are divided in two samples, the Northern (north galactic latitude) and the Southern (south galactic latitude). The image data were obtained from the Paris DAC and have been processed with version 1.x of the standard pipeline software (Borsenberger 1997). The instrumental and sky background are derived from a local clipped mean along the strip. Flat-field corrections are derived from observations of the sunrise sky, which are analysed by a linear regression of the pixel values on the mean background level of each image.

When this project was started the Leiden source extraction pipeline was not yet operational, and source detections and photometry were therefore performed in Grenoble, using the SExtractor package (Bertin & Arnouts 1996). Sources were detected after smoothing the image with a 2" FWHP kernel, requesting a minimum of 5 contiguous pixels above a threshold of 1.5 standard deviations of the original image for the southern sample and 2.5 for the northern. Adaptive aperture photometry was then extracted from the original unsmoothed image. The images of the closest photometric standards were identically processed, and used to define the zero point of the instrumental magnitudes. Most of the objects of interest are close to our limiting magnitude and have relatively large photometric errors, so we didn't correct for the usually small airmass difference between sources and standards and didn't solve for colour terms.

Completeness curves were estimated for each strip by fitting low degree (1 to 3) polynomials to the brighter part of differential  $\text{Log}(N)/\text{Log}(S)$  plots and dividing the observed curves by the resulting model. A typical example is given in figure 2.24.

### Selection de l'échantillon et filtrage

Some words on the needle in haystack aspect of the selection, and resulting need for multiple layers of filtering.

Contamination by distant disk red giants increases at low galactic latitudes, as more generally does the stellar background within which we have to search the brown dwarf signal. We have therefore imposed a minimum galactic latitude, initially set to 30° and progressively lowered to 20 degrees as our confidence in the processing increased. All objects in a 650'×550' zone of the LMC or 280'×160' zone of the SMC were also rejected, because noisy photometry does not easily distinguish cool magellanic red giants from late local M dwarfs. Objects detected within 20" of the edge of an image were ignored, as were objects with clearly non stellar parameters. At the relatively bright fluxes sampled by DENIS, galaxies are rare and typically much bluer than late M dwarfs, and would have been eliminated on colour alone. The morphological rejection was therefore rather implemented to exclude cosmics and some optical ghosts than galaxies. Finally, all sources within a 6×6 pixel zone 86 pixel south of every bright ( $J < 10$ ,  $K < 8$ ) J or K source were ignored, because multiple reflections within the

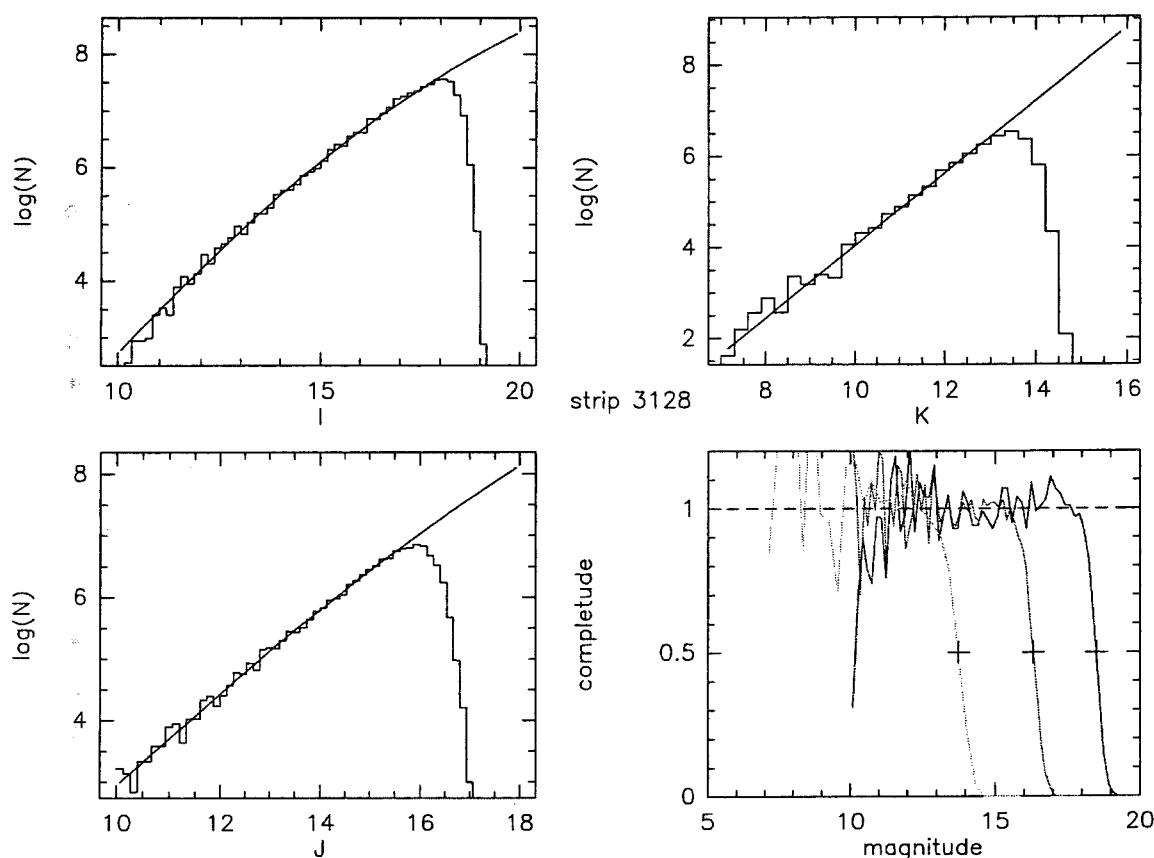


FIG. 2.24 – Plot of the completeness as a function of magnitude for strip 3128.

dichroic splitters produce a faint optical ghost there, which has no counterpart at I and can thus produce extremely red apparent colours.

The three individual channels were then merged, using the I channel as a position reference. A linear transformation (offset and scaling factor) between the other channels and this master channel was determined by minimising the sum of the square distances between all the unsaturated stars brighter than ( $I < 17$ ,  $J < 15$  and  $K < 13.4$ ). The J and K object lists were then searched for matching objects within  $3''$  of each I object to produce a three colour catalog for each strip.

Detection in at least two colour needed to avoid being swamped by plate defects and whatnot. J is always the most sensitive channel for the objects of interest, so we selected both objects with a very red I-J, and objects with J and K detection but no I detection. The later selection is tuned to find extreme objects with colours similar to Gl229B. After inspection of all candidates it only found two real sources. The first one is a probable magellanic carbon star and was found before we had implemented rejection of that area, and the second is DENIS-P J1228-1547 and is discussed below. I-J criteria have varied somewhat over the length of the

TAB. 2.8 – Northern list DENIS Strips processed,  $I_{50}$ ,  $J_{50}$ ,  $K_{50}$  is for the 50% completeness level

Strip	$\alpha_{cen}(2000)$	band	Epoch	% use	$I_{50}$	$J_{50}$	$K_{50}$
3296	08:59:19.0	equa	1996.0	37.2	17.89	16.02	13.18
3382	09:09:19.0	equa	1996.0	63.3	18.23	16.11	13.47
3329	09:10:00.0	equa	1996.0	62.2	18.38	16.17	13.57
3403	09:12:39.0	equa	1996.0	57.7	18.35	16.22	13.54
3444	09:40:00.0	equa	1996.1	95.5	17.51	16.02	13.48
3347	09:44:40.0	equa	1996.0	94.4	18.32	16.14	13.45
3317	09:45:59.0	equa	1996.0	94.4	18.11	16.17	13.30
3362	10:05:19.0	equa	1996.0	96.7	18.32	16.23	13.45
3415	10:07:59.0	equa	1996.0	99.4	18.07	16.14	13.51
3383	10:25:19.0	equa	1996.0	93.9	18.05	16.08	13.48
3330	10:26:00.0	equa	1996.0	97.2	18.71	16.64	13.78
3312	10:31:19.0	equa	1996.0	100.0	18.23	15.99	13.09
3445	10:58:40.0	equa	1996.1	97.7	18.04	16.47	13.81
3405	11:44:00.0	equa	1996.0	51.1	18.29	16.38	13.42
3416	11:54:40.0	equa	1996.0	98.9	18.26	16.17	13.48
3446	12:27:59.0	equa	1996.1	99.4	17.84	16.20	13.42

project. For northern galactic latitudes, the selection was on  $I-J > 2.75$  for all objects or  $I-J > 2.2$  for the more brighter. For the southern galactic latitudes, it was changed to  $(I-J) - \sigma(I-J) > 2.5$  for all objects. Since  $\sigma(I-J)$  is always lower than 0.3 mag, the combined sample is complete for stars redder than  $I-J > 2.8$  (corresponding to spectral types M7-M8).

Inspection of the images for the first few processed strips indicated that  $\sim 80\%$  of the apparently red sources that passed this initial selection were still affected by dead pixels or cosmics and had bluer actual colours. They could not be reliably diagnosed from the extracted source parameters, and we therefore visually inspected the images of all potential very low mass stars. One reason for this relatively high contamination level is that version 1.x of the Paris DAC image calibration software had incorrect dead pixel flagging, and more recent data would be significantly improved in this respect. Most of the remaining cosmics could probably be identified as such by the neural network classifier which is considered for the next generation of the Leiden DAC extraction (Bertin, private communication).

Parameters for the resulting source list are given in table 2.10. The positions are based on the telescope encoder readings, and accurate to about  $5''$ . The listed photometric errors are internal errors determined by the photometry package, and will thus be underestimates for the brighter stars.

TAB. 2.9 – Southern list DENIS Strips processed,  $I_{50}$ ,  $J_{50}$  and  $K_{50}$  is for the 50% completeness level

Number	$\alpha_{cen}$ (2000)	band	Epoch	% use	$I_{50}$	$J_{50}$	$K_{50}$
4386	00:21:32.0	medi	1996.7	99.4	18.47	16.20	13.96
4395	00:46:09.0	medi	1996.7	99.4	18.41	16.35	14.05
4387	01:42:18.0	medi	1996.7	67.8	18.50	16.17	13.93
3127	01:50:39.0	pole	1995.9	27.7	18.60	16.26	13.90
3135	02:05:19.0	equa	1995.9	98.9	18.42	16.14	13.60
4396	02:05:23.0	medi	1996.7	99.4	18.47	16.29	14.02
3146	02:33:59.0	equa	1995.9	98.9	18.60	16.44	13.48
3171	02:47:59.0	equa	1995.9	90.0	18.56	16.50	13.35
3111	03:03:59.0	pole	1995.9	98.9	18.28	16.14	13.78
3128	03:09:19.0	pole	1995.9	97.7	18.49	16.32	13.78
3136	03:31:19.0	equa	1995.9	100.0	18.56	16.32	13.57
3147	03:52:40.0	equa	1995.9	100.0	18.57	16.38	13.45
3154	03:56:09.0	medi	1995.9	18.4	18.65	16.68	14.14
3172	04:05:19.0	equa	1995.9	92.8	18.71	16.59	13.06
3339	04:26:39.0	pole	1996.0	61.1	18.59	16.35	13.72
3129	04:29:20.0	pole	1995.9	66.6	18.53	16.20	13.69
3137	04:49:20.0	equa	1995.9	100.0	18.74	16.53	13.48
3340	05:41:20.0	pole	1996.0	65.0	18.50	16.38	13.72
3113	05:57:20.0	pole	1995.9	63.8	18.42	16.20	13.57
4083	20:26:55.0	medi	1996.4	100.0	18.26	16.35	13.66
4103	20:31:32.0	medi	1996.4	100.0	18.14	16.41	13.78
4196	20:39:59.0	medi	1996.5	99.4	18.47	16.44	13.84
4101	20:39:13.0	medi	1996.4	100.0	18.41	16.23	13.63
4091	20:42:18.0	medi	1996.4	100.0	18.55	16.50	13.78
4383	20:52:18.0	medi	1996.7	100.0	18.62	16.50	13.93
4204	21:35:20.0	equa	1996.5	100.0	18.50	16.32	13.48
4402	21:45:59.0	equa	1996.7	100.0	18.35	16.50	13.84
4192	21:46:39.0	pole	1996.5	100.0	17.93	16.05	13.60
4197	22:33:04.0	medi	1996.5	99.4	18.56	16.38	13.96
4385	23:03:50.0	medi	1996.7	100.0	18.56	16.47	13.90
4403	23:04:40.0	equa	1996.7	99.4	18.38	16.65	13.90

TAB. 2.10 – Liste complète de l'échantillon DENIS

Name	$\alpha, \delta$ (2000) <sup>a</sup>	I	J	K	I-J	J-K	I-K	1.51-1.57 $\mu\text{m}$	2.08-2.16 $\mu\text{m}$	CO Ratio
30 DENIS-P0020 – 4414	00:20:59.4 -44:14:43	18.32±0.16	14.97±0.06	13.60±0.15	3.35±0.17	1.37±0.16	4.72±0.22	3.24±0.44	2.29±0.26	1.107
31 DENIS-P0021 – 4244	00:21:05.7 -42:44:50	16.83±0.05	13.63±0.02	12.25±0.06	3.20±0.05	1.38±0.06	4.58±0.08	6.29±0.49	2.44±0.28	1.132
28 DENIS-P0142 – 4715	01:42:06.0 -47:15:06	18.40±0.16	15.54±0.17	-	2.86±0.23	-	-	1.70±1.06	3.00±0.80	1.054
32 DENIS-P0151 – 6430	01:51:18.9 -64:30:51	17.39±0.12	14.46±0.06	13.43±0.20	2.93±0.13	1.03±0.21	3.96±0.23	3.27±1.36	-1.28±1.04	1.106
36 DENIS-P0205 – 0653	02:05:04.2 -06:53:36	16.83±0.06	13.94±0.04	12.67±0.10	2.89±0.07	1.27±0.11	4.16±0.12	3.26±1.64	0.51±1.44	1.097
38 DENIS-P0205 – 1637	02:05:12.3 -16:37:01	18.64±0.22	15.60±0.16	-	3.04±0.27	-	-	3.58±0.52	2.64±0.29	1.150
37 DENIS-P0205 – 1159	02:05:29.0 -11:59:25	18.30±0.24	14.63±0.06	13.00±0.20	3.67±0.25	1.63±0.21	5.30±0.31	6.68±0.52	2.15±0.28	1.206
43 DENIS-P0205 – 3357	02:05:45.9 -33:57:24	17.13±0.08	14.33±0.05	13.46±0.20	2.80±0.09	0.87±0.21	3.67±0.22	0.07±1.58	1.22±1.34	1.118
41 DENIS-P0247 – 1055	02:47:47.8 -10:55:32	18.37±0.18	15.37±0.06	-	3.00±0.19	-	-	2.40±0.57	2.10±0.32	1.085
49 DENIS-P0426 – 5735	04:28:55.9 -57:35:51	18.45±0.20	15.28±0.10	-	3.17±0.22	-	-	-0.46±0.57	2.37±0.41	0.940
34 DENIS-P0429 – 6649	04:29:09.6 -66:49:57	17.32±0.13	14.43±0.05	13.10±0.16	2.89±0.14	1.33±0.17	4.22±0.21	-1.00±1.95	-0.14±2.16	1.148
35 DENIS-P0430 – 8314	04:30:26.0 -83:14:57	18.33±0.23	15.02±0.18	-	3.31±0.29	-	-	2.42±0.75	2.83±0.57	1.107
39 DENIS-P0449 – 0228	04:49:05.3 -02:28:35	17.50±0.10	14.50±0.05	13.27±0.22	3.00±0.11	1.23±0.23	4.23±0.24	2.94±0.64	2.55±0.43	1.164
40 DENIS-P0449 – 2225	04:49:29.1 -22:25:02	18.70±0.20	15.86±0.17	-	2.84±0.26	-	-	2.83±0.61	1.16±0.42	1.176
1 DENIS-P0909 – 0658	09:09:57.1 -06:58:06	17.21±0.08	14.01±0.03	12.51±0.09	3.20±0.09	1.50±0.09	4.70±0.12	4.11±0.22	2.10±0.14	1.178
9 DENIS-P0944 – 1310	09:44:58.5 -13:10:20	18.50±0.21	15.70±0.12	-	2.80±0.24	-	-	4.81±0.24	-0.10±0.15	1.248
13 DENIS-P1007 – 1706	10:07:40.8 -17:06:24	17.73±0.14	14.89±0.07	-	2.84±0.16	-	-	1.30±0.36	2.46±0.21	1.089
24 DENIS-P1026 – 0637	10:26:00.2 -06:37:29	18.00±0.11	15.01±0.08	-	2.99±0.14	-	-	6.63±0.37	2.43±0.22	1.098
22 DENIS-P1058 – 1548	10:58:46.5 -15:48:00	17.80±0.17	14.08±0.04	12.71±0.14	3.72±0.17	1.37±0.15	5.09±0.22	2.41±0.26	1.68±0.16	1.184
17 DENIS-P1227 + 0114	12:27:59.0 +01:14:21	16.96±0.10	14.08±0.04	12.79±0.14	2.88±0.11	1.29±0.15	4.17±0.17	3.88±0.40	2.13±0.22	1.134
19 DENIS-P1228 – 1547	12:28:13.8 -15:47:11	18.19±0.27	14.43±0.05	12.73±0.15	3.76±0.27	1.70±0.16	5.46±0.31	3.02±0.27	2.58±0.16	1.216
21 DENIS-P1228 – 2415	12:28:21.6 -24:15:41	18.00±0.20	14.89±0.06	-	3.11±0.21	-	-	3.26±0.27	2.94±0.16	1.190
47 DENIS-P2040 – 3245	20:40:06.2 -32:45:24	17.86±0.16	14.89±0.07	-	2.97±0.17	-	-	4.01±0.41	1.88±0.26	1.151
46 DENIS-P2040 – 5700	20:40:23.4 -57:00:27	18.14±0.17	15.24±0.10	-	2.90±0.20	-	-	3.60±0.94	1.19±0.64	1.141
44 DENIS-P2146 – 2153	21:46:10.6 -21:53:09	18.40±0.27	15.42±0.11	-	2.98±0.29	-	-	2.01±0.82	3.29±0.64	1.129
29 DENIS-P0142 – 3952	01:42:12.5 -39:52:03	17.80±0.16	15.08±0.09	-	2.72±0.18	-	-	0.13±1.36	0.52±0.86	1.157
42 DENIS-P0205 – 4313	02:05:40.3 -43:13:29	17.95±0.15	15.17±0.15	-	2.78±0.21	-	-	2.91±1.41	3.73±1.22	0.963
3 DENIS-P0910 + 0019	09:10:11.1 +00:19:02	18.40±0.20	15.75±0.17	-	2.65±0.26	-	-	2.38±0.30	1.53±0.21	1.084
4 BDB0912 – 0243	09:12:37.6 -02:43:27	18.19±0.14	15.80±0.14	-	2.39±0.20	-	-	-	-	-
2 DENIS-P0912 – 0414	09:12:40.0 -04:14:06	16.71±0.06	14.25±0.04	13.15±0.11	2.46±0.07	1.10±0.12	3.56±0.13	4.01±0.28	2.13±0.17	1.149
7 DENIS-P0939 – 1159	09:39:52.8 -11:59:25	16.13±0.08	13.85±0.04	12.62±0.13	2.28±0.09	1.23±0.14	3.51±0.15	-	-	-
6 DENIS-P0940 – 2257	09:40:04.8 -22:57:49	17.02±0.10	14.23±0.04	13.24±0.16	2.79±0.11	0.99±0.16	3.78±0.19	3.95±0.23	2.59±0.15	1.144
8 DENIS-P0944 – 0900	09:44:50.7 -09:00:28	18.30±0.18	15.61±0.16	-	2.69±0.24	-	-	6.01±0.33	2.90±0.21	0.970
5 DENIS-P0944 – 1305	09:44:59.1 -13:05:31	16.72±0.05	14.13±0.04	13.37±0.17	2.59±0.06	0.76±0.17	3.35±0.18	3.31±0.30	1.83±0.21	1.105
10 DENIS-P1005 – 1202	10:05:16.0 -12:02:05	15.65±0.03	13.18±0.02	11.97±0.07	2.47±0.04	1.21±0.07	3.68±0.08	-	-	-
12 DENIS-P1008 – 1437	10:08:10.9 -14:37:38	17.61±0.12	15.00±0.06	-	2.61±0.13	-	-	-	-	-
11 DENIS-P1025 – 1956	10:25:04.8 -19:56:23	15.65±0.03	13.27±0.02	12.16±0.06	2.38±0.04	1.11±0.06	3.49±0.07	-	-	-
23 DENIS-P1058 – 1509	10:58:32.0 -15:09:55	16.53±0.08	14.00±0.03	13.17±0.17	2.53±0.09	0.83±0.17	3.36±0.19	-	-	-
16 DENIS-P1154 – 2410	11:54:25.3 -24:10:39	16.06±0.04	13.86±0.03	12.70±0.09	2.20±0.05	1.16±0.09	3.36±0.10	-	-	-
15 DENIS-P1154 – 0943	11:54:27.3 -09:43:06	15.97±0.04	13.66±0.03	12.83±0.11	2.31±0.05	0.83±0.11	3.14±0.12	-	-	-
14 DENIS-P1154 + 0135	11:54:33.9 +01:35:45	16.03±0.04	13.26±0.02	12.17±0.06	2.77±0.04	1.09±0.06	3.86±0.07	2.49±0.39	1.61±0.22	1.144
20 DENIS-P1227 + 0005	12:27:47.6 +00:05:48	17.80±0.17	15.05±0.09	-	2.75±0.19	-	-	-	-	-
18 DENIS-P1228 – 2510	12:28:05.6 -25:10:17	10.66±0.01	8.25±0.01	6.94±0.01	2.41±0.01	1.31±0.01	3.72±0.01	2.70±0.18	2.44±0.12	1.250
25 DENIS-P2052 – 5512	20:52:55.0 -55:12:03	17.52±0.13	14.82±0.07	14.08±0.22	2.70±0.15	0.74±0.23	3.44±0.26	1.27±0.95	2.68±0.77	0.983
45 DENIS-P2143 – 8337	21:43:41.4 -83:37:03	16.21±0.05	13.44±0.03	12.44±0.11	2.77±0.06	1.00±0.11	3.77±0.12	4.61±1.06	0.90±0.78	1.120

<sup>a</sup> – Positions are given in equinox J2000.0 and have epochs between 1995.9 and 1996.7  
Notes: uncertainty in CO ratio < ±0.005.

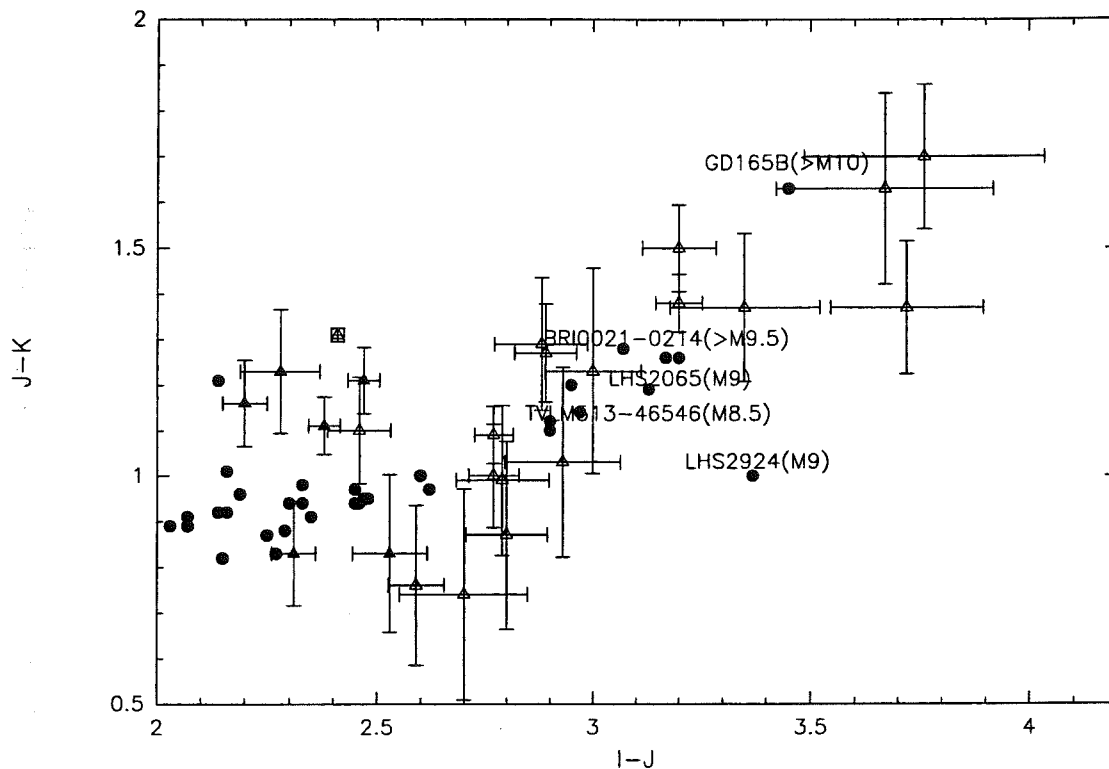


FIG. 2.25 – The  $I-J/J-K$  diagram for objects selected from the DENIS strips. All objects redder than our completeness limit of  $I-J=2.8$  were spectroscopically observed. Open triangle: spectroscopically observed, filled triangle: not spectroscopically observed. The filled dots correspond to previously known late M-dwarfs

#### 2.4.5 Spectroscopie infrarouge

Infrared spectroscopic observations were carried out on the 3.9m Anglo-Australian Telescope on the nights of 1996 April 9 and 10 (UT) and 1996 October 21 and 22 (UT). On both runs the Infra-red Imaging Spectrograph (IRIS – Allen et al.1993) was used in its cross-dispersed HK echelle mode. This provides complete wavelength coverage from 1.438 – 2.536  $\mu\text{m}$ , at a resolution of  $\lambda/\Delta\lambda = 440$ , and a dispersion of  $\lambda/\Delta\lambda = 780$ . A slit of width 1.4'' and length 13'' was used.

Observations were typically of 20 minute total integration time, and were made with the object being nodded between two positions on the slit. The reductions were performed using the Figaro data reduction package (Shortridge 1993), and followed a standard procedure: the data were sky subtracted using pairs of nodded observations, straightened to remove the curvature of the echelle orders and the wavelength dependent 'tilt' of the IRIS slit, and extracted using a modified version of the Figaro ANAL routine to remove any residual sky spectrum left after pair-subtraction. A variety of arcs (Ne, Ar, Cu, Hg and Xe) were used to



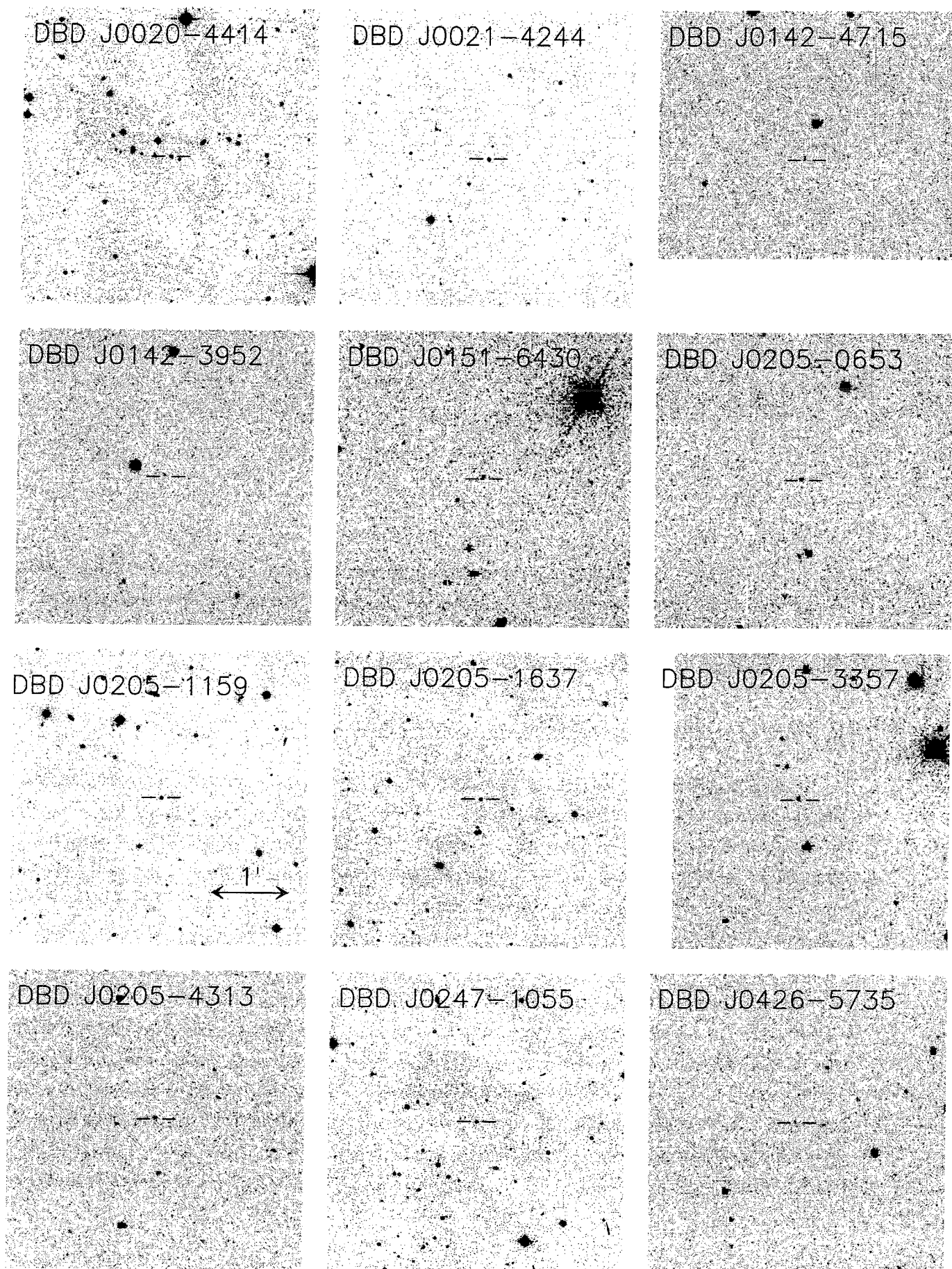


FIG. 2.26 – Finding charts for the objects indicated in Table 2.10

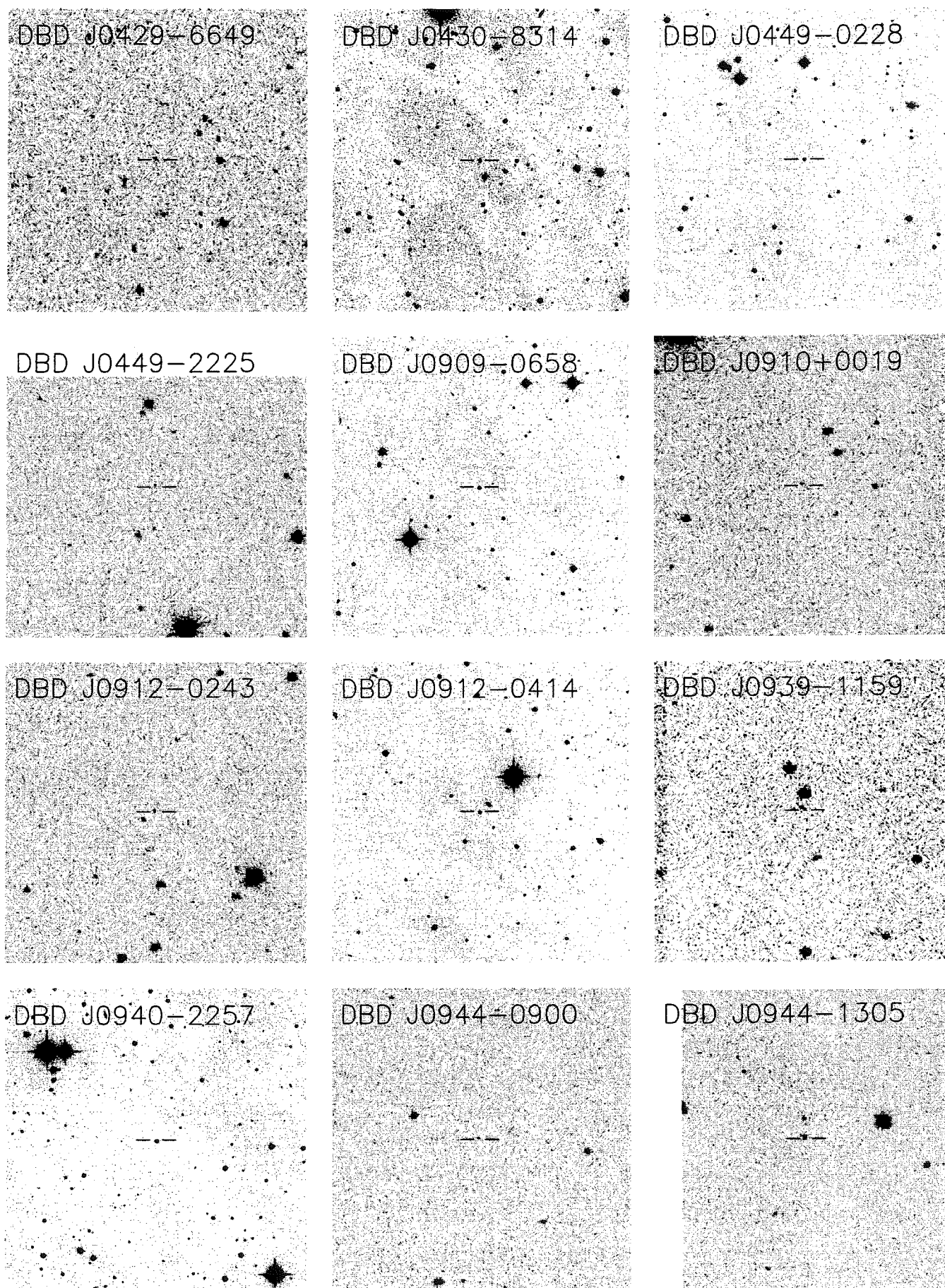


FIG. 2.27 – Finding charts for the objects indicated in Table 2.10

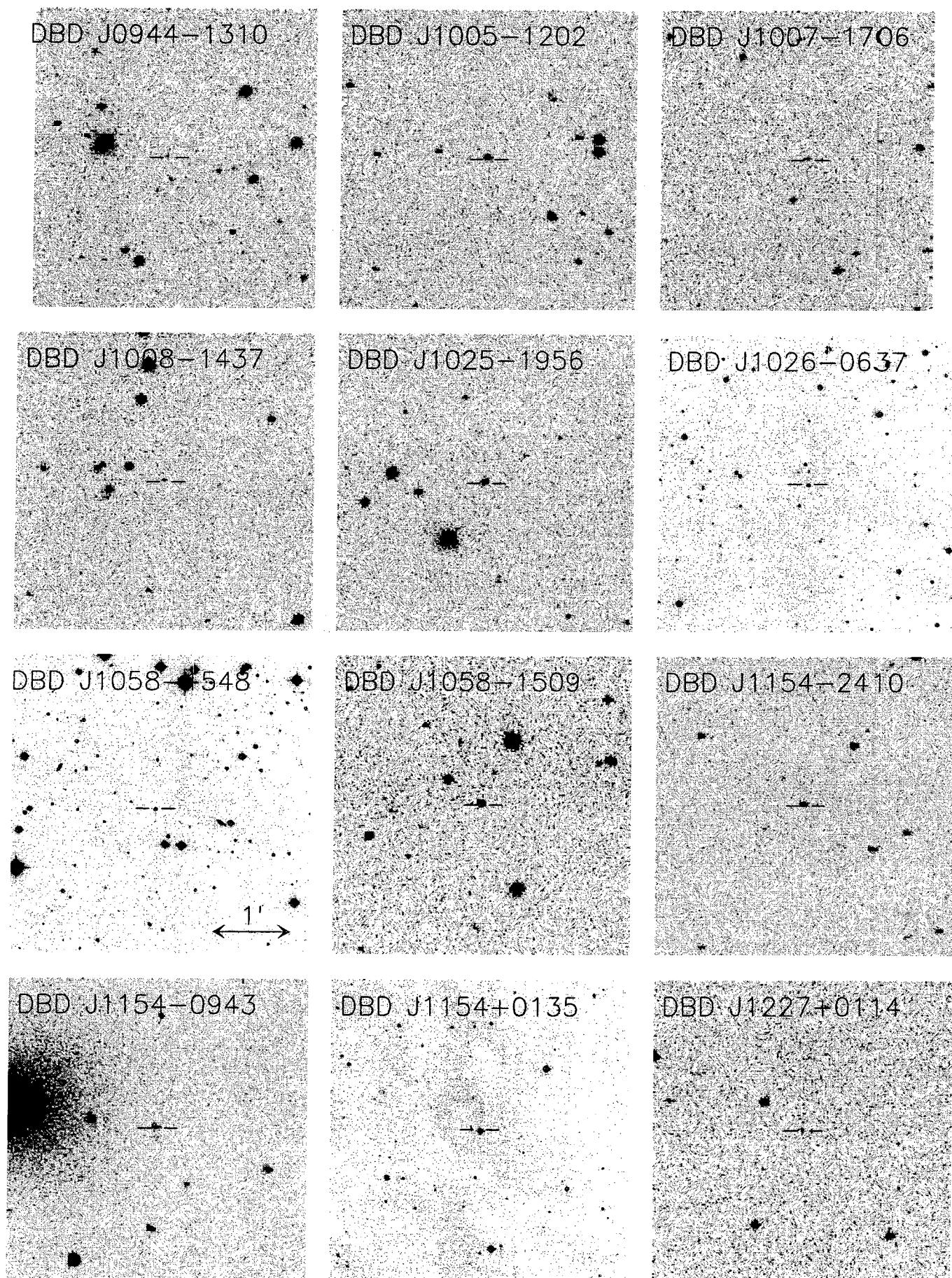


FIG. 2.28 – Finding charts for the objects indicated in Table 2.10



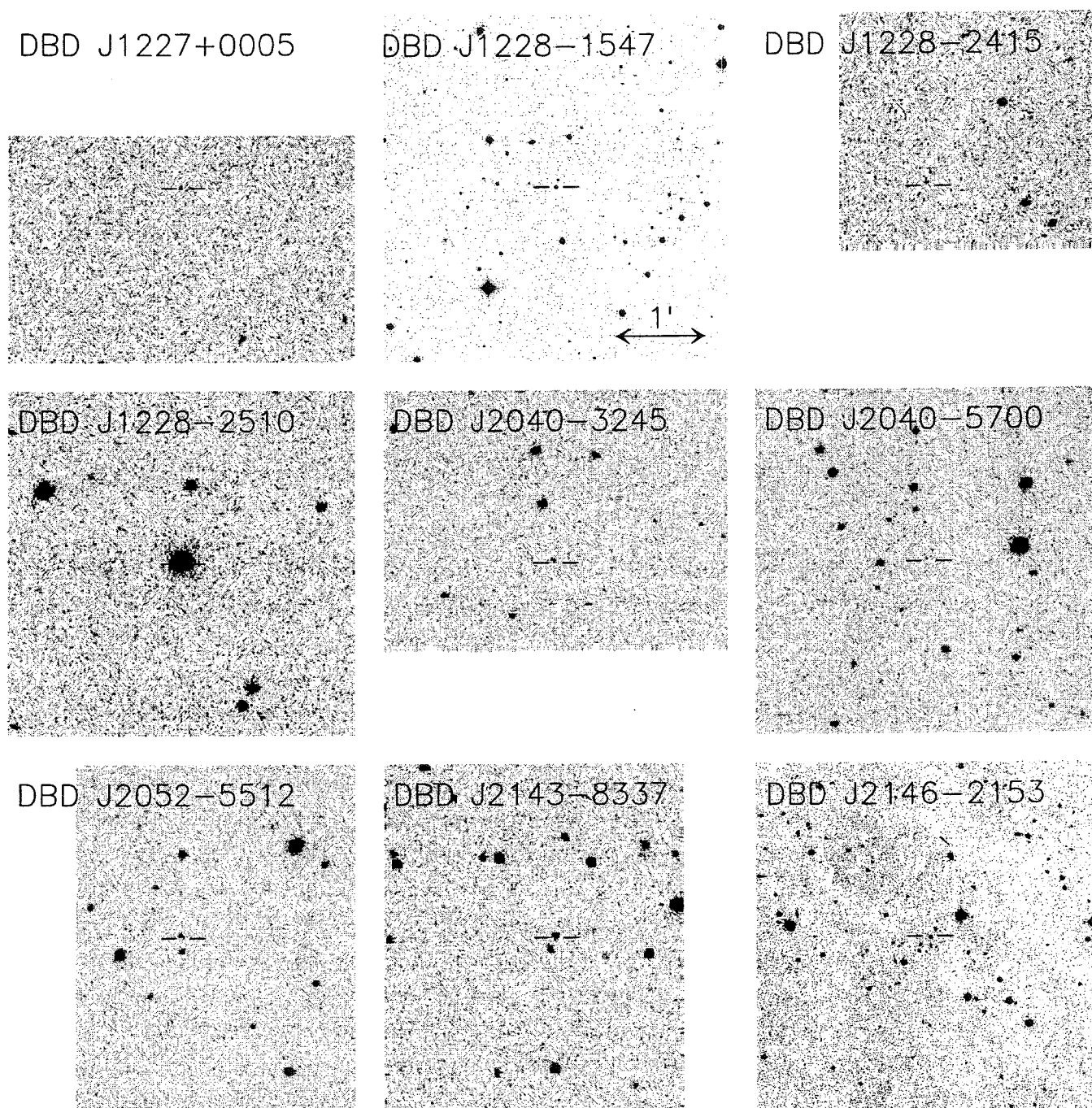


FIG. 2.29 - Finding charts for the objects indicated in Table 2.10

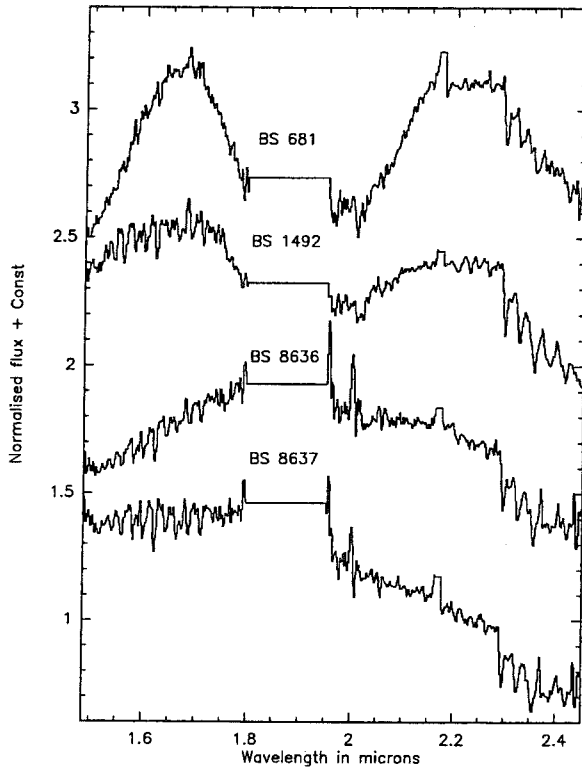


FIG. 2.30 – IRIS HK echelle spectra for the giant template objects of Table 2.11. The spectra are normalized by their flux between 2.22 and 2.25  $\mu\text{m}$

construct a wavelength calibration good to  $\pm 2.5 \text{ \AA}$ , which was applied to all the spectra.

Spectra of late F-type and early G-type stars were used to create flux calibrations. Because of the water vapour content at the AAT site, we did not attempt to correct for absorption near the atmospheric  $\text{H}_2\text{O}$  bands. As such our standards were observed only once every few hours, but at airmasses within  $\pm 0.2$  of the program object observations. The observed standards had their H Brackett lines corrected by hand. The lines were identified by dividing each standard by a G-type spectrum in which the H lines are negligibly weak. The CO bands beyond  $2.2 \mu\text{m}$  were not corrected, as these were weak (ie. less than a few percent) in even the latest G5 standards. Lastly, the photometry of Carter & Meadows (1995) was used to put these standards on an *approximate* flux scale. While the relative fluxes obtained for our program stars are good to better than 5%, the absolute fluxes are no better than  $\pm 30\%$ .

Figure 2.32 presents the spectra obtained for the program objects listed in Table 2.10. A sample of comparison objects was also observed – in particular four late-type giants, and a large number of late-type dwarfs. These are listed in Table 2.11 and shown in Figure 2.31 and 2.30.

Because the AAT is a relatively low-altitude site, it is not possible to make observations through the atmospheric water vapour bands. These have been marked on both Figs. 2.31 and 2.30. However, even outside these regions both the dwarf and giant spectra show the

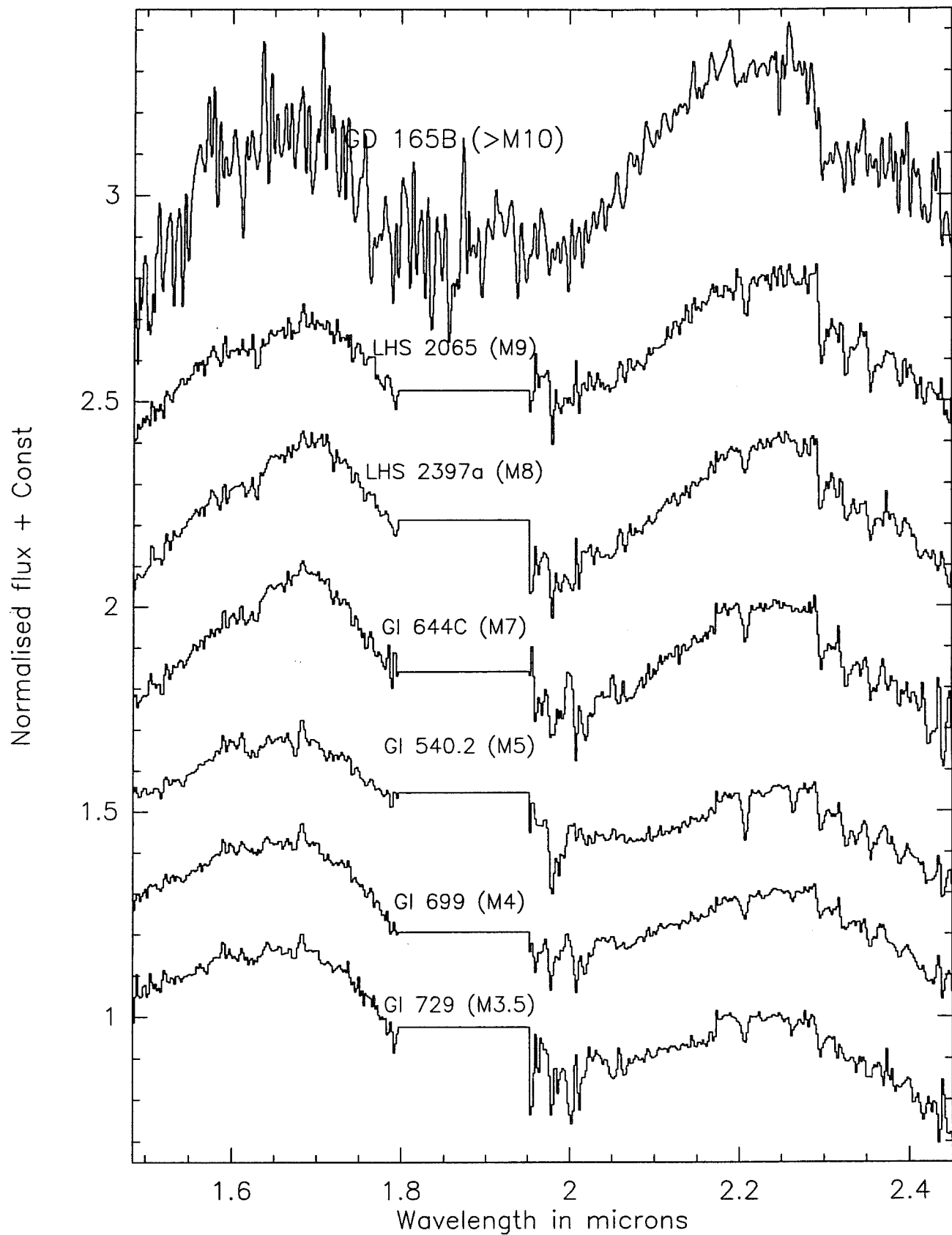


FIG. 2.31 – IRIS HK echelle spectra for the dwarfs template objects of Table 2.11. The spectra are normalized by their flux between 2.22 and 2.25  $\mu\text{m}$ . The GD 165B spectrum is from Jones et al. (1994)

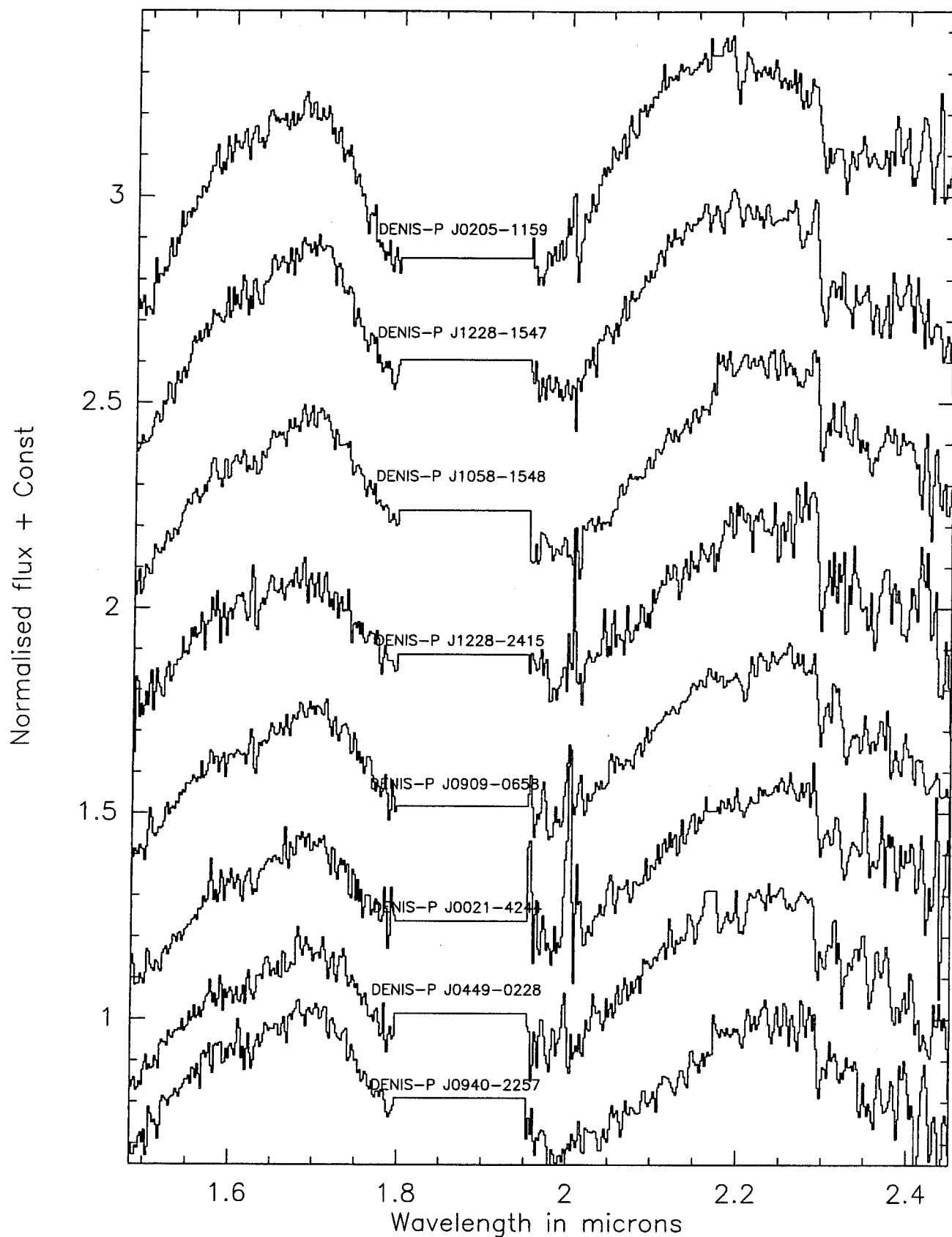


FIG. 2.32 – IRIS HK echelle spectra for some of the DENIS dwarfs of Table 2.10. All objects have a spectral type later than M8.5. The spectra are normalized by their flux between 2.22 and 2.25  $\mu\text{m}$

broad *stellar* H<sub>2</sub>O absorption bands characteristic of these low temperature atmospheres. CO bandheads are seen from 2.3-2.4 $\mu$ m in all the spectra, and some of the giant spectra also show CO in the 1.6-1.7 $\mu$ m region. Numerous spectral lines due to neutral metals are also seen – in particular, Na I  $\lambda$  2.20 $\mu$ m, and Ca I  $\lambda$  1.627 $\mu$ m.

### Séparation des naines et des géantes

The first challenge in “cleaning” the DENIS data is that of rejecting distant giants. A comparison of the giants and dwarfs shows that for high signal-to-noise observations the presence of Na in absorption at 2.20 $\mu$ m indicates that the atmosphere is at high (ie. dwarf star) gravities (Jones et al. 1994; Tinney et al. 1993).

However, for much of our data, such a criteria cannot be used because of the S/N available. However, a second giant dwarf discriminant is the strength of CO bandhead at 2.29 $\mu$ m. Figure 2.33 shows the ratio of the flux in bands (2.22 – 2.28) $\mu$ m/(2.30 – 2.36) $\mu$ m, as a function of I-K colour for the sample of comparison objects we observed. No I-K colours are available for the giants in our comparison sample. As these objects are all long-period variables, colour information would not necessarily be meaningful, so the measured giant ratios are shown as horizontal lines. What is clear from the figure is that CO is much stronger in giants than dwarfs. We therefore define a criterion that if (2.22 – 2.28) $\mu$ m/(2.30 – 2.36) $\mu$ m > 1.24 the object is a giant.

Deux géantes sont rejetées de l'échantillon, avec ce critère spectroscopique, DENIS-P J1228-2510 et J0944-1310. La première peut l'être simplement sur des critères photométriques. Cette étoile est en effet très brillante et sa distance ne serait que 3.1 pc s'il s'agissait d'une naine. ceci semble peu probable quoique pas impossible. Un autre argument plus fort est que cette étoile, dont la photométrie DENIS est précise, est au-dessus de la séquence des naines dans les diagrammes couleur-couleur I-J/J-K (voir figure 2.20), avec un J-K typique des géantes.

Une troisième étoile est rejetée de l'échantillon grâce aux observations spectroscopiques. Il s'agit d'une étoile bleue dont l'image J DENIS est polluée par un rayon cosmique. C'est le seul artefact qui ait passé tout les filtres. Le niveau de pollution de la séquence des naines DENIS est donc de l'ordre de 5%, avec seulement deux géantes (dont une évidente) et un artefact.

#### 2.4.6 Le plus important échantillon d'étoiles de très faible masse et de naines brunes

La réduction de 230<sup>□</sup> de données de DENIS a permis de construire le plus important échantillon de naines plus tardives que M7 ( $I - J > 2.5$ ), connu à ce jour. La liste finale contient 43 objets (Table 2.10). Cinq ont des couleurs typiques d'étoiles de type spectral M9 ( $3.1 < I - J < 3.35$ ) (DENIS-P J0909-0658, J1228-2415, J0021-4244, J0020-4414 et J0430-8314). Les types spectraux de ces objets ne sont pas encore exactement déterminés, mais les spectres infrarouges des trois premières (Figure 2.32) sont très proches de celui de LHS 2065



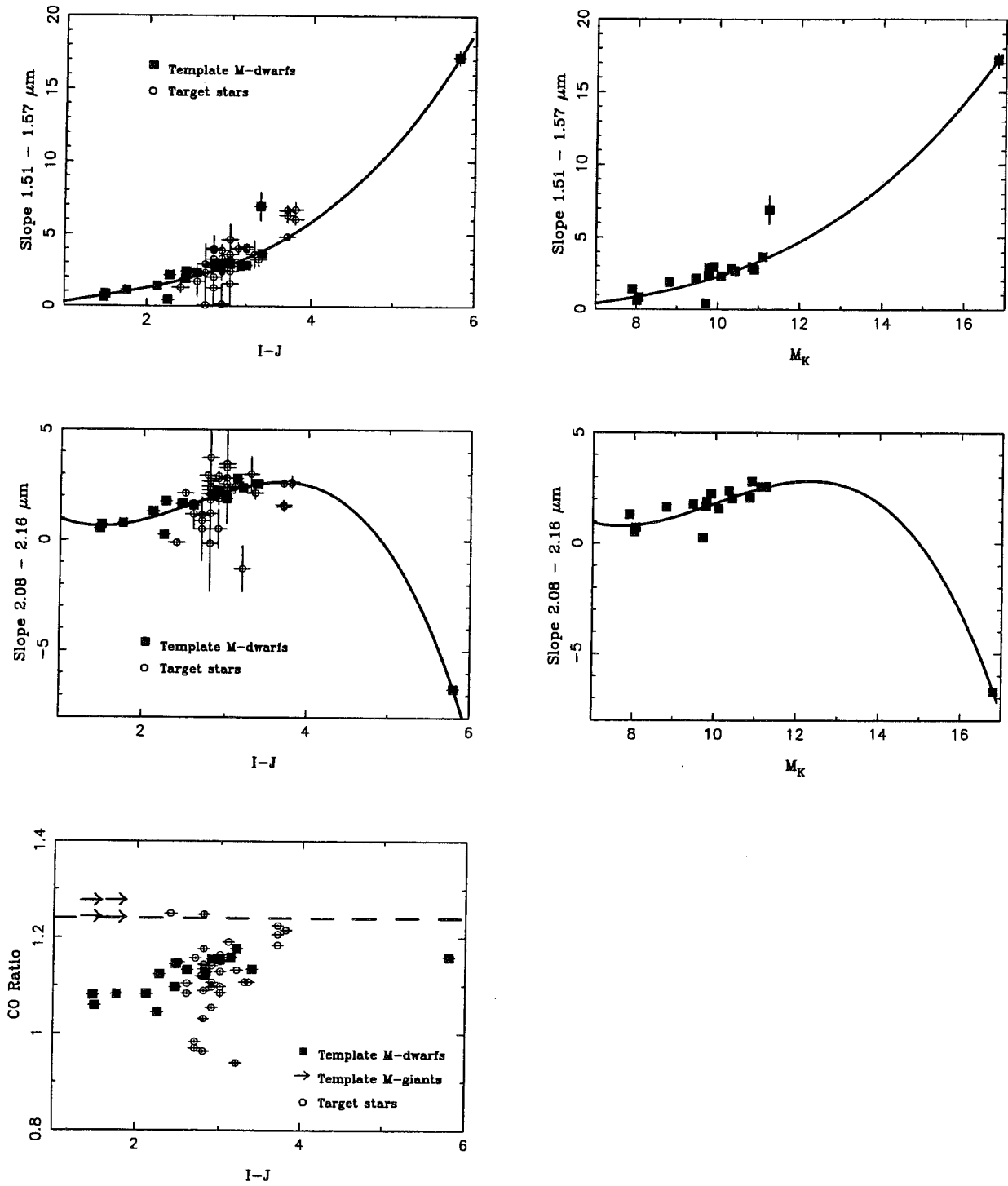


FIG. 2.33 -  $(1.51 - 1.57) \mu\text{m}$  and  $(2.08 - 2.16) \mu\text{m}$  slope as a function of  $I-J$  colour for our target and template sample and as a function of  $M_K$  for the template. CO ratio as a function of  $I-J$  colour

Object	I-J	$M_K$	TAB. 2.11 –		
			1.51-1.57 $\mu\text{m}$	2.08-2.16 $\mu\text{m}$	CO Ratio
(c) M-giant templates					
BS8636	–	–	1.49±0.20	-0.16±0.11	1.278
BS8637	–	–	0.58±0.20	-0.48±0.12	1.242
BS681	–	–	7.44±0.31	4.24±0.15	1.243
BS1492	–	–	1.73±0.39	0.67±0.09	1.277
(c) M-dwarf and Brown dwarf templates					
LHS2026	2.25±0.05	9.71±0.05	0.42±0.14	0.26±0.12	1.045
ESO207-61	2.83±0.00	10.84±0.20	2.96±0.18	2.08±0.16	1.127
LHS2397A	3.00±0.05	9.80±0.15	2.93±0.17	1.89±0.10	1.154
GL540.2	1.76±0.05	–	1.12±0.11	0.79±0.08	1.082
VB8	2.47±0.05	9.78±0.05	2.41±0.16	1.68±0.13	1.145
LHS3003	2.60±0.05	10.08±0.08	2.33±0.14	1.58±0.13	1.133
GL729	1.48±0.05	8.02±0.05	0.61±0.10	0.53±0.07	1.080
GL699	1.50±0.05	8.06±0.05	0.85±0.09	0.73±0.07	1.059
LHS2065	3.20±0.05	10.34±0.05	2.85±0.20	2.38±0.14	1.176
LHS523	2.27±0.05	9.47±0.07	2.16±0.24	1.77±0.21	1.123
VB10	2.90±0.05	9.90±0.07	2.97±0.21	2.25±0.18	1.155
GRH2208	–	–	3.28±0.28	2.63±0.21	1.062
BRI0246	2.82±0.07	10.42±0.20	2.69±0.20	2.03±0.16	1.121
BRI0337	3.39±0.07	11.10±0.06	3.66±0.16	2.57±0.13	1.134
GL866AB	2.12±0.05	7.90±0.05	1.41±0.19	1.32±0.11	1.083
RG0050	3.13±0.07	10.89±0.48	2.78±0.25	2.80±0.20	1.159
LHS1070	2.46±0.05	8.81±0.10	1.90±0.14	1.64±0.08	1.097
Gl229B	5.80±0.10	16.81±0.10	17.19±0.49	-6.71±0.17	1.159
GD165B	3.37±0.10	11.25±0.61	6.90±0.97	2.56±0.15	1.284

Notes : uncertainty in CO ratio  $< \pm 0.005$ .

(M9V, figure 2.31). Les spectres des deux dernières sont très bruités, mais indiquent également un type spectral au moins aussi tardif que M9. Parmi ces 5 nouvelles étoiles de très faible masse, les deux plus brillantes (BDB J0909-0658 et J0021-4244) ont une distance photométrique de  $d \sim 30\text{pc}$ .

Trois étoiles encore plus froides ont été détectées (DENIS-P J0205-1159, J1058-1548 et J1228-1547) et sont au moins aussi rouges que GD 165B. Parmi ces objets, DENIS-P J1228-1547 est d'ores et déjà confirmée comme une naine brune par la détection du lithium dans sa photosphère. Je parlerai plus en détail de ces trois naines brunes (ou candidates naines brunes pour deux d'entre elles), et de leur spectre visible dans la section 2.6.

Cette séquence d'étoiles de très faible masse et de naines brunes, est représentée dans un diagramme couleur-couleur I-J/I-K (figure 2.25), pour les objets détectés dans les trois filtres.

#### **2.4.7 Programme de mesure de parallaxes**

Nous avons débuté, en octobre 1996, un programme de mesure de parallaxe des étoiles de cet échantillon qui utilise le télescope danois de 1.54m à La Silla (Chili) et la caméra DFOSC. Ces mesures doivent, à terme, produire une fonction de luminosité sans les incertitudes inhérentes à l'utilisation de parallaxes photométriques. Ceci reste un but à très long terme qui nécessitera le suivi systématique de tous les objets formant la fonction de luminosité. Avant cela, ce programme fournira une meilleure relation couleur-luminosité que nous utiliserons pour déterminer la fonction de luminosité. Les premiers résultats ne seront cependant pas disponibles avant l'an prochain, deux ans de mesures étant nécessaires pour déterminer des parallaxes.

## 2.5 Première fonction de luminosité DENIS

Une fonction de luminosité des étoiles de très faible masse a été construite à partir des données DENIS traitées pour constituer l'échantillon décrit précédemment, mais restera préliminaire.

Cet échantillon a en effet été constitué avant tout pour alimenter les programmes de suivi spectroscopique et de mesures de parallaxes, et la recherche d'étoiles de très faible masse et de naines brunes. Dans les données DENIS il ne nécessite pas une calibration photométrique de précision. Ainsi, l'extinction atmosphérique n'a pas été corrigée sur cet échantillon. Les standards photométriques utilisés proviennent par ailleurs de différents systèmes et n'ont pas été ramenés à un système commun. Ce travail de standardisation dans le système photométrique DENIS doit être effectué par le LDAC, mais n'a pas encore été entrepris. Ces deux effets provoquent des erreurs sur la calibration photométrique de l'ordre de 5%, qui sur un grand nombre de strips sont approximativement aléatoires.

Les biais associés à ces erreurs photométriques ont été corrigés, mais il serait évidemment mieux de corriger les erreurs elles-mêmes. La construction de la fonction de luminosité définitive utilisera des données traitées par le "pipeline" de réduction DENIS, avec une calibration photométrique nettement meilleure.

### 2.5.1 Traitement pour $M_I < 13$

#### Filtrage des artefacts

Les étoiles plus lumineuses que  $M_I = 13$  n'ont pas été sélectionnées lors de la constitution de l'échantillon de naines M extrêmes, et elles n'ont donc pas été visionnées. La procédure de filtrage, destinée à éliminer les artefacts (mauvais pixels, cosmiques, etc,...) est donc assez sévère.

Toute détection à moins de 20" du bord des images est ignorée, le flux de ces objets pouvant être sous-estimé. Pour éliminer les mauvais pixels, tout pixel où le nombre de détections (cumulé sur les 180 images du strip) est significativement plus élevé que la moyenne, est éliminé, ainsi que ses proches voisins. En pratique et après test, les pixels dont le nombre de détections est  $10\sigma$  au-dessus de la moyenne sont considérés comme mauvais et éliminés.

Une rejection morphologique est utilisée pour rejeter les cosmiques: tout objet dont un moment d'ordre 2 est inférieur à 0.4 est éliminé. Cette valeur déterminée après des tests correspond à des détections dont l'essentiel du flux est concentré sur un pixel et permet d'éliminer pratiquement tous les cosmiques sans perdre d'étoiles.

#### Détermination de la limite de complétude

La limite de complétude est estimée sur les catalogues de sources après filtrage des artefacts. Un polynôme du second ou troisième degré est ajusté à la partie brillante de la

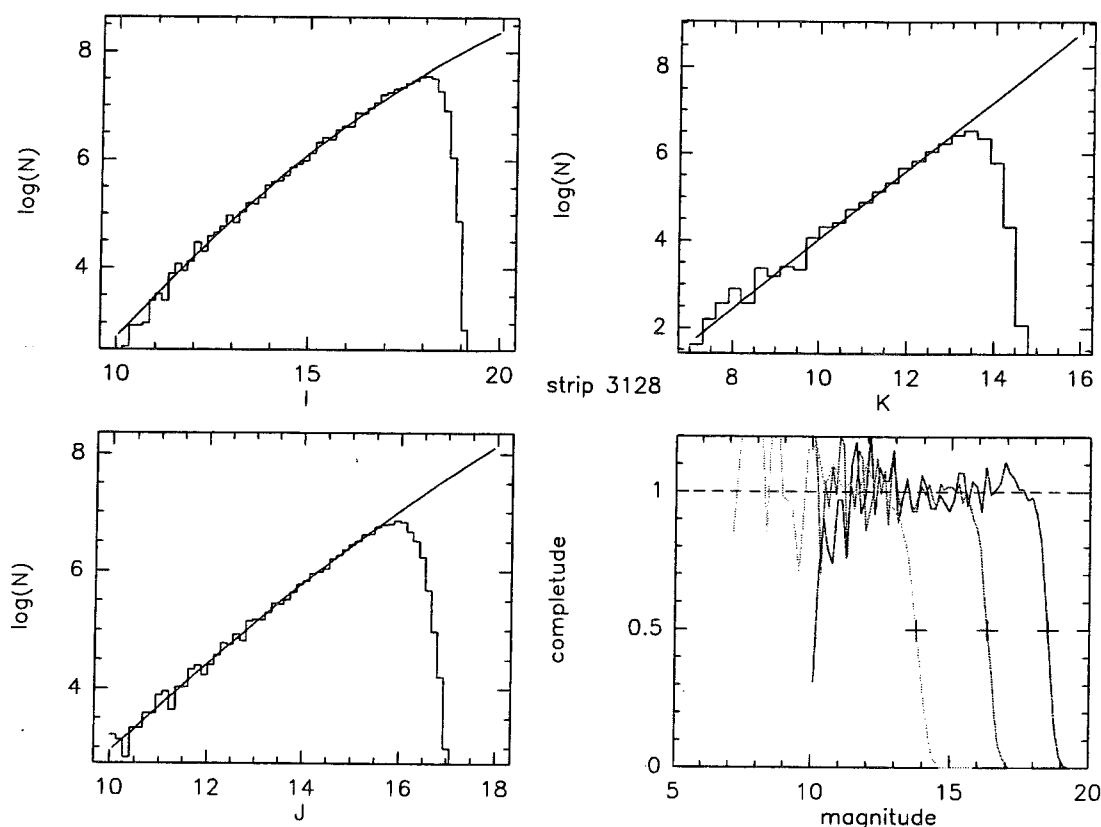


FIG. 2.34 – Complétude, en fonction de la magnitude, calculée pour le strip 3128. Un ajustement polynômial est fait au travers des points  $\log(N)/mag$  pour les magnitudes inférieures à la limite de complétude

courbe  $\log(N)/mag$  (voir figure 2.34), puis considéré comme le “vrai” comportement de  $\log(N)/mag$ . Le taux de complétude en fonction de la magnitude est alors obtenu en divisant la courbe empirique par le polynôme qui décrit sa partie brillante.

### Construction de la fonction de luminosité

La fonction de luminosité est construite avec l’estimateur de Schmidt généralisé, en adoptant une hauteur d’échelle du disque Galactique de 300 pc. Les relations couleur-magnitude déterminées dans la partie 2.3.3 sont utilisées. Avec la profondeur des observations DENIS et la surface utilisée ( $230^\circ$ ) la précision statistique de la fonction de luminosité est très correcte pour  $M_I < 13$ . Il n’est donc pas nécessaire d’utiliser les étoiles proches de la limite de détection, dont la photométrie est imprécise. Cela permet de minimiser les biais dûs au bruit et les incertitudes dues aux corrections d’incomplétude. Seules les étoiles plus brillantes que  $I=17$ ,  $J=15$  et  $K=13$  sont donc prises en compte. A ces niveaux, la complétude est de 100% pour les trois bandes. Pour éliminer d’éventuels artefacts ayant survécus aux filtrages, seules les étoiles

détectées dans les 3 bandes photométriques sont utilisées. Enfin, pour  $M_I < 13$ , nous sommes dans la séquence des naines M où l'indice de couleur  $J - K$  est très stable à environ 0.8 (voir figure 2.20). Ne sont donc prises en compte que les étoiles vérifiant  $0.5 < J - K < 1.2$ , ce qui assure une protection supplémentaire contre les artefacts.

Finalement, et pour limiter les erreurs liées à une mauvaise modélisation de la structure du disque Galactique, seuls les objets dont la distance photométrique est inférieure à 300 pc sont utilisés pour la construction de la fonction de luminosité.

### 2.5.2 Traitement pour $M_I > 13$

#### Echantillon utilisé

Pour  $M_I > 13$ , très peu d'étoiles sont détectées, et il faut alors considérer les étoiles proches de la limite de détection pour conserver un nombre suffisant d'objets, et obtenir une précision statistique acceptable sur la fonction de luminosité.

L'échantillon sélectionné dans la partie 2.4.4 est utilisé comme base pour construire la fonction de luminosité des étoiles les plus rouges. Toutes les étoiles de cet échantillon dont les magnitudes correspondent à plus de 50% de complétude en I et en J sont prises en compte (pas de contrainte en K). Pour corriger de l'incomplétude, chaque étoile est comptée comme l'inverse de la fraction de complétude à sa magnitude (produit des incomplétudes en I et en J).

#### Construction de la fonction de luminosité

Pour ces étoiles très peu massives (et naines brunes) le choix des relations couleur-luminosité est l'élément le plus incertain de la construction de la fonction de luminosité. Comme nous l'avons vu, elles ne sont que très peu contraintes pour ces objets, et notre relation empirique diverge par exemple pour les objets plus rouges que GD 165B.

Les relations couleur-magnitude théoriques (Chabrier et Baraffe 1997, et Baraffe et Chabrier communication privée) utilisent encore pour le moment des modèles d'atmosphère sans grains et sont donc (pour le moment également) peu fiables au-delà de  $M_I \sim 13$ .

Deux estimations différentes de la fonction de luminosité sont donc construites:

1°, avec la relation couleur-luminosité théorique (Chabrier et Baraffe 1997) sans grains, pour une métallicité solaire (figure 2.35).

2°, en utilisant les relations couleur-luminosité empiriques et en les bornant par la luminosité de GD 165B (figure 2.36): tout objet plus rouge que GD 165B se voit attribuer la luminosité de cette dernière. Si GD 165B n'est pas un objet sous-lumineux (métallicité faible), ceci donne une borne inférieure sur la fonction de luminosité des objets plus rouges (qui sont certainement moins lumineux que GD 165B).

Ces deux estimations montrent de grosses différences pour les plus faibles luminosités, ce qui montre à quel point il est primordial d'avoir des mesures de parallaxes pour des étoiles

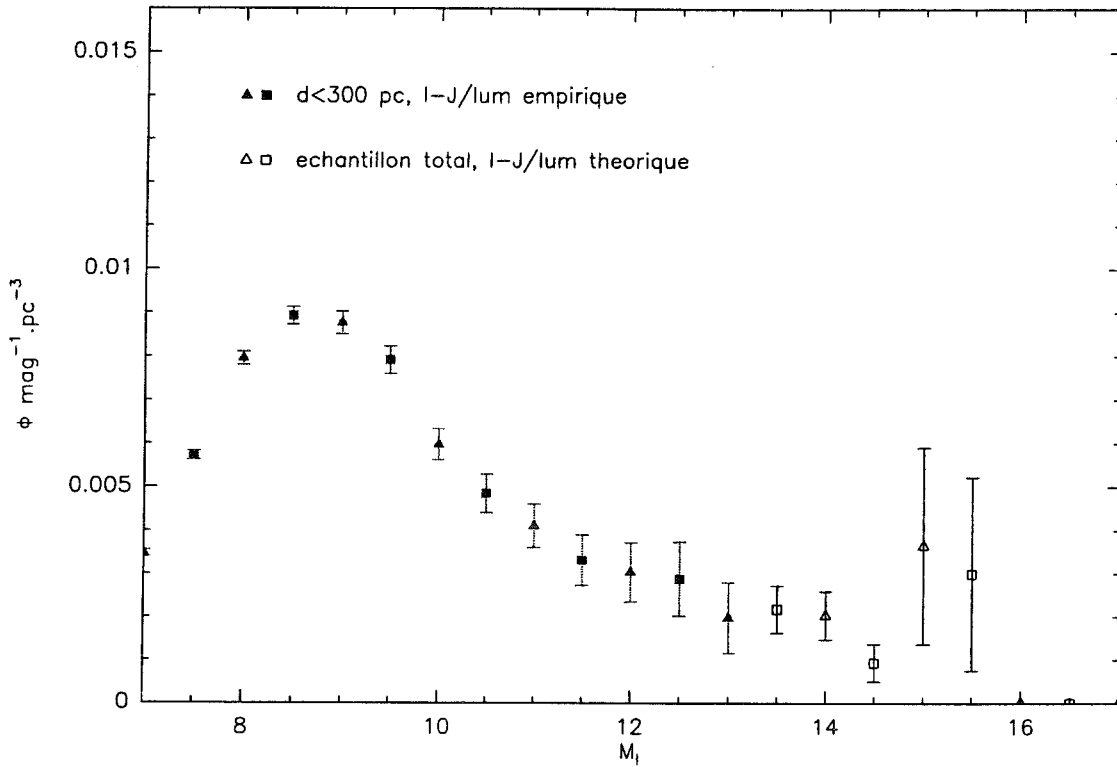


FIG. 2.35 – Fonction de luminosité des étoiles de très faible masse. Pour les objets plus lumineux que  $M_I = 13$  seuls les objets plus proches que 300 pc sont considérés et les relations couleur-luminosité empiriques sont utilisées. Pour les étoiles plus faibles, une relation couleur-luminosité théorique (Chabrier et Baraffe 1997) est utilisée. Les barres d'erreur correspondent aux incertitudes statistiques à  $1\sigma$ . Les carrés et triangles symbolisent deux systèmes d'intervalles (de une magnitude) entrelacés.

similaires à GD 165B. Ceci permettra de contraindre la relation couleur-luminosité empirique dans cette gamme de luminosité et de la comparer aux résultats des futures études théoriques, couplant modèle d'intérieur stellaire et d'atmosphère avec grains.

### 2.5.3 Correction des erreurs photométriques et du biais de Malmquist

Pour les plus faibles luminosités, les incertitudes sur la relation couleur-luminosité se traduisent par des erreurs sur la fonction de luminosité beaucoup plus importantes que les différents biais susceptibles de l'entacher. Je n'ai donc corrigé des biais que la partie lumineuse ( $M_I < 13$ ) de la fonction de luminosité.

#### Correction du biais induit par les erreurs photométriques

Tout d'abord le modèle décrit dans la partie 2.3 est utilisé pour corriger les biais induits par les erreurs photométriques, après avoir été modifié pour n'utiliser que les étoiles plus

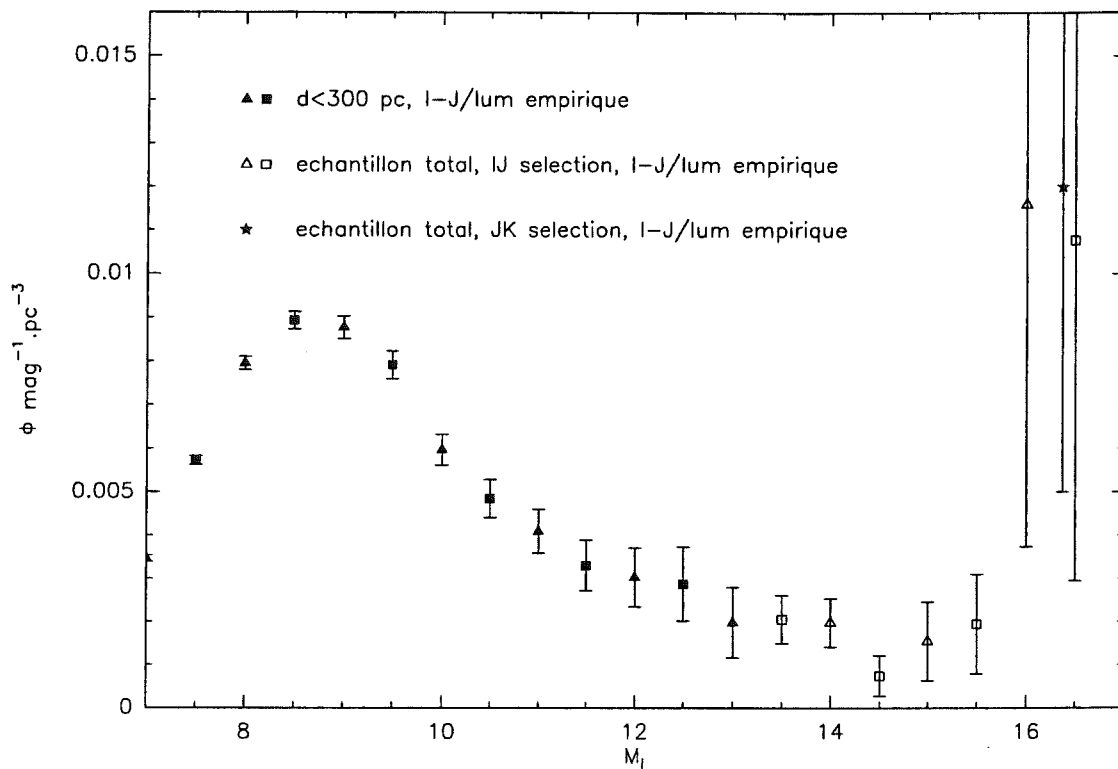


FIG. 2.36 – Fonction de luminosité des étoiles de très faible masse. Pour les objets plus lumineux que  $M_I = 13$  seuls les objets plus proches que 300 pc sont considérés et les relations couleur-luminosité empiriques sont utilisées. Pour les étoiles moins lumineuse, les relations couleur-luminosité empiriques sont utilisées pour les étoiles moins rouge que GD 165B et les étoiles plus rouges se voient attribuer la luminosité de GD 165B. Les barres d'erreurs correspondent aux incertitudes statistiques à  $1\sigma$ . Les carrés et triangles symbolisent deux systèmes d'intervalles (de une magnitude) entrelacés.

proches que 300 pc dans la reconstruction de la fonction de luminosité. Les incertitudes de calibration sont considérées comme gaussiennes avec  $\sigma = 0.05 \text{ mag}$ . Cette valeur recouvre à la fois l'absence de correction pour l'absorption atmosphérique, qui pour des étoiles mesurées à relativement faible masse d'air provoque des erreurs de l'ordre de 0.03–0.04 mag, et l'utilisation de standards photométriques d'origine inhomogène qui cause des erreurs de l'ordre de 0.02–0.03 mag.

La figure 2.37 montre la fonction de luminosité (en trait pointillé) corrigée du biais introduit par les erreurs photométriques. Après ajout de ces erreurs, le modèle synthétise la fonction de luminosité représentée par les triangles et carrés pleins qui reproduit parfaitement la fonction de luminosité (non corrigée) observée (triangle et carré vide).



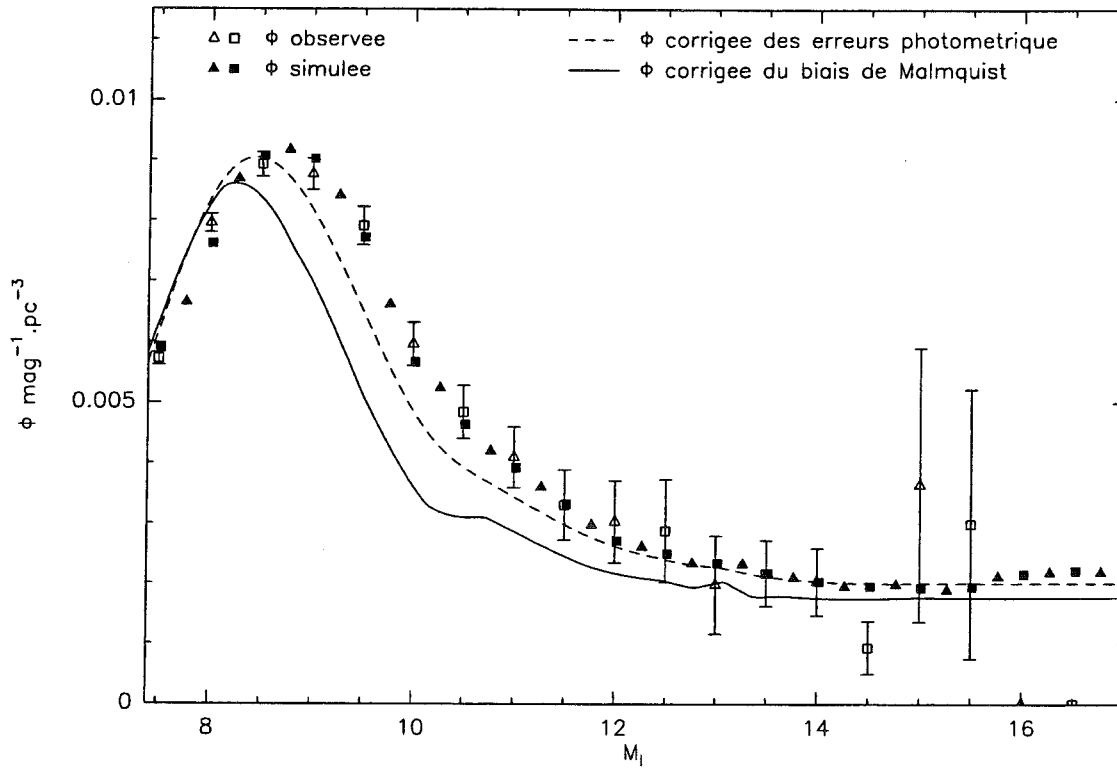


FIG. 2.37 – Fonction de luminosité corrigée des biais. La courbe en traits pointillés est la fonction de luminosité introduite dans le modèle simulant les erreurs photométriques. La fonction de luminosité en carré et triangle pleins est celle produite par le modèle après ajout des erreurs photométriques, elle est choisie pour ajuster la fonction de luminosité observée (triangle et carré vides). Enfin, la fonction de luminosité en trait plein est obtenue après la correction du biais de Malmquist. Les carrés et triangles symbolisent deux systèmes d'intervalles (de une magnitude) entrelacés.

### Correction du biais de Malmquist

Cette fonction de luminosité, corrigée du biais induit par les erreurs de calibration, est ensuite corrigée du biais de Malmquist dû à la dispersion intrinsèque de la relation couleur-luminosité (courbe en trait plein dans la figure 2.37) en utilisant la méthode de Stobie et al. (1989) (équation 2.18). La dispersion intrinsèque des magnitudes est supposée gaussienne avec  $\sigma = 0.5$  mag (Kroupa et al. 1993).

#### 2.5.4 Comportement de la fonction de luminosité

La fonction de luminosité ainsi obtenue a un comportement très proche des précédentes déterminations (figure 2.1), mais avec une meilleure statistique. Elle est également déterminée jusqu'à des magnitudes plus grandes. Après un maximum à  $M_I \sim 8.25$ , elle décroît rapidement jusqu'à  $\Phi \sim 0.002$  pour  $M_I \sim 12-13$ . Pour les étoiles moins lumineuses elle reste très incertaine

à cause de la mauvaise détermination de la relation couleur-luminosité. Quelle que soit la relation couleur-luminosité utilisée, la fonction de luminosité reste cependant compatible avec une valeur constante pour les plus faible masse. L'utilisation de la relation couleur-luminosité empirique majorée à GD 165B (figure 2.36) fait apparaître une forte croissance aux faibles luminosités. Compte tenu de la très faible statistique ce comportement reste cependant cohérent avec une fonction de luminosité constante aux faibles luminosités.

## 2.6 Les naines brunes DENIS

La partie 2.4.4 relate la découverte de trois étoiles très rouges (DENIS-P J1058-1548, DENIS-P J1228-1547, DENIS-P J0205-1159, le sigle DENIS-P signifiant Denis Brown Dwarf). Des observations de suivi spectroscopique ont été obtenues pour ces trois objets: spectroscopie infrarouge et visible à moyenne résolution, à l'AAT en collaboration avec C.Tinney, et spectroscopie visible à haute résolution, au Keck en collaboration avec E.Martín et G.Basri. Ces observations confirment les très basses températures effectives de ces trois naines: la première a une température similaire à GD 165B, les deux autres sont significativement plus froides. Enfin les observations en spectroscopie visible de la raie du Lithium ont confirmé le statut de naine brune de DENIS-P J1228-1547. Il s'agit d'une des deux premières naines brunes confirmées dans le champ (à peu près en même temps, une autre naine brune du champ nommée Kelu 1 (Ruiz 1997) était annoncée).

Les principaux résultats pour ces 3 objets sont résumés ici, et les trois lettres décrivant en détail la découverte de ces objets et les résultats des observations spectroscopiques sont présentées ensuite.

### 2.6.1 Les trois candidats naines brunes DENIS

Ces trois naines extrêmement froides sont suffisamment lumineuses pour en observer facilement le spectre. Elles sont donc des cibles privilégiées pour l'exploration observationnelle de la physique de ces objets extrêmes.

#### *DENIS-P J1058-1548:*

Cet objet possède un spectre infrarouge et visible très proche de celui de GD 165B. Il est cependant beaucoup plus brillant, car plus proche, ce qui en facilite l'étude. Sa température effective doit être très proche de celle GD 165B qui est d'environ 1800 K (Kirkpatrick et al. 1997b). La raie du lithium I n'a pas été détectée dans cet objet, ce qui implique que sa masse est supérieure à  $0.06M_{\odot}$ . Il peut s'agir soit d'une naine brune massive soit d'une étoile se situant juste à la limite du brûlage de l'hydrogène.

#### *DENIS-P J1228-1547:*

DENIS-P J1228-1547 est légèrement plus froide que DENIS-P J1058-1548. La raie du lithium I a été détectée dans cet objet. Cela garantit qu'il s'agit d'une naine brune (Rebolo et al. 1992, Pavlenko et al. 1995) de masse inférieure à  $0.06M_{\odot}$ . Cet objet est probablement plus jeune que  $10^9$  ans.

*DENIS-P J0205-1159:*

Il s'agit de la plus froide de ces trois naines et son spectre infrarouge montre une forte indication d'absorption par le méthane. Si cette détection du méthane est confirmée, elle implique une température effective inférieure à 1500 K (Tsuji et al. 1994) qui est définitivement substellaire (Baraffe et Chabrier 1996, Chabrier et Baraffe 1997). La raie du LiI n'a pas encore été recherchée pour cet objet. Cette naine est actuellement la plus froide connue dans le champ, et dans l'absolu la deuxième après Gl 229B.

**2.6.2 Un nouveau type spectral?**

Les spectres visibles de ces trois objets montrent une disparition pratiquement complète des bandes moléculaires de TiO et VO qui dominent le spectre visible des naines M. Cet effet, déjà observé pour GD 165B, et faiblement perceptible dès le type spectral M7 (Jones et Tsuji 1997), s'explique par la condensation du titane et du vanadium dans les grains (Allard 1997) qui se forment dans ces atmosphères très froides. La classe spectrale M étant définie par ces bandes moléculaires, une nouvelle classe spectrale est nécessaire pour classer ces objets plus froids (Kirkpatrick 1997). Nous proposons la lettre L (pour "Low température") pour nommer cette classe.

## Field Brown Dwarf found By DENIS

X. Delfosse<sup>1</sup>, C. G. Tinney<sup>2</sup>, T. Forveille<sup>1</sup>, N. Epchtein<sup>3</sup>, E. Bertin<sup>4,5,6</sup>, J. Borsenberger<sup>4</sup>,  
E. Copet<sup>3</sup>, B. de Batz<sup>3</sup>, P. Fouqué<sup>3,6</sup>, S. Kimeswenger<sup>7</sup>, T. Le Bertre<sup>3</sup>, F. Lacombe<sup>3</sup>,  
D. Rouan<sup>3</sup>, D. Tiphène<sup>3</sup>.

1. Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, URA CNRS 708, B.P. 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France.
2. Anglo-Australian Observatory, PO Box 296, Epping. N.S.W. 2121, Australia.
3. Observatoire de Paris, 5, Place Jules Janssen, 92195 Meudon Cedex, France
4. Institut d'Astrophysique de Paris, 98bis, Bd Arago, 75014 Paris, France
5. Sterrewacht Leiden, University of Leiden, Niels Bohrweg 2, 2333 CA Leiden, The Netherlands
6. European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile
7. Institut für Astronomie der Universität Innsbruck, Technikerstr. 25, A-6020 Innsbruck, Austria

lettre acceptée par *Astronomy & Astrophysics*

## Letter to the Editor

### Field brown dwarfs found by DENIS<sup>\*</sup>

X. Delfosse<sup>1</sup>, C.G. Tinney<sup>2</sup>, T. Forveille<sup>1</sup>, N. Epchtein<sup>3</sup>, E. Bertin<sup>4,5,6</sup>, J. Borsenberger<sup>4</sup>, E. Copet<sup>3</sup>, B. de Batz<sup>3</sup>, P. Fouqué<sup>3,6</sup>, S. Kimeswenger<sup>7</sup>, T. Le Bertre<sup>3</sup>, F. Lacombe<sup>3</sup>, D. Rouan<sup>3</sup>, D. Tiphène<sup>3</sup>.

<sup>1</sup> Observatoire de Grenoble, 414 rue de la Piscine, Domaine Universitaire de S<sup>t</sup> Martin d'Hères, F-38041 Grenoble, France

<sup>2</sup> Anglo-Australian Observatory, PO Box 296, Epping, NSW 2121, Australia

<sup>3</sup> Observatoire de Paris, 5, Place Jules Janssen, F-92195 Meudon Cedex, France

<sup>4</sup> Institut d'Astrophysique de Paris, 98bis, Bd Arago, F-75014 Paris, France

<sup>5</sup> Sterrewacht Leiden, University of Leiden, Niels Bohrweg 2, 2333 CA Leiden, The Netherlands

<sup>6</sup> European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

<sup>7</sup> Institut für Astronomie der Universität Innsbruck, Technikerstr. 25, A-6020 Innsbruck, Austria

Received 21 July 1997 / Accepted 19 August 1997

**Abstract.** We present three candidate *field* brown dwarfs, identified by the DENIS survey. This on-going three colour survey of the southern sky has, as of July 1997, covered over 30% of the southern hemisphere in the I, J and  $K_{short}$  passbands. The enormous sampled volume makes DENIS ideal for detecting brown dwarfs. The present results are based on preliminary processing of about 230 square degrees of DENIS data – a small fraction of the existing sky coverage. This reveals a sizeable population of very cold dwarfs, three of which are at least as cool as GD 165B. Infrared spectra confirm their dwarf status, and provide effective temperature information: one object (DENIS-P J1058.7-1548) is comparable in temperature to GD 165B and a second (DENIS-P J1228.2-1547) is slightly cooler, while a third (DENIS-P J0205.4-1159) is significantly so – though not as cold as Gl 229B. The infrared spectrum of DENIS-P J0205.4-1159 shows evidence for a methane absorption band, which implies an effective temperature much below the stellar limit. Lastly, recent detections of lithium in DENIS-P J1228.2-1547 have proven it to have a substellar mass. This makes it (together with the recently discovered object Kelu-1) the first *bona-fide* isolated field brown dwarf.

**Key words:** stars: late-type – low-mass – brown dwarfs

#### 1. Introduction

The DEep Near-Infrared Survey (DENIS) is a southern sky survey (Copet et al. 1997), which will provide full coverage of the southern hemisphere in two near-infrared bands (J and K') and one optical band (I). The approximate 3- $\sigma$  limits of the survey are  $I=18.5$ ,  $J=16.5$ ,  $K=13.5$ . The major DENIS products will be databases of calibrated images, extended sources, and small objects. The survey started in January 1996 and is expected to be completed within five years. As of April 1997 some 30% of the sky has been observed. One area of research in which such a survey will clearly have a profound impact is the study of brown dwarfs. With a 50% completeness limit of  $I=18.5$ , and coverage of the whole southern sky, DENIS is uniquely sensitive to this class of object. Moreover, the optical-infrared I–J and I–K colours provided by DENIS are sensitive probes of effective temperature for very cool objects, so that they can be easily selected from the DENIS catalogues.

Over the last two years a brown dwarf has been found orbiting the nearby star Gl 229 (Gliese 229B, Nakajima et al. 1995), and a number of free floating ones have been identified in the Pleiades cluster (Rebolo et al. 1995; Basri et al. 1996). So brown dwarfs have moved from the realm of abstract theoretical construction, into observational astronomy. However, important issues remain to be addressed.

The two coolest known dwarfs, GD 165B (Becklin & Zuckerman 1988) and GL 229B, have been found as companions to brighter nearby stars. The technique of “looking for things around other things” has therefore been very successful, but unfortunately does not directly determine the local brown dwarf density. The relation between the mass distributions in bina-

Send offprint requests to: Xavier Delfosse,  
e-mail: Xavier.Delfosse@obs.ujf-grenoble.fr

\* Partly based on observations obtained at the European Southern Observatory

ries and in the field is a matter of lively debate (e.g. Kroupa 1995, and Reid & Gizis 1997). Low mass brown dwarfs have also been found in the Pleiades, where recent surveys (Zapatero Osorio et al. 1997a; 1997b) suggest a rising mass function,  $dN/dM \sim M^{-1}$  (Martín et al. 1997a). Brown dwarfs may be thus a numerous and dynamically important galactic disk population. However, the IMF in a particular young cluster may not be representative of the disk altogether. Moreover, their present mass function may also have been affected by cluster evaporation, which is a mass sensitive process. It is clearly essential to search for brown dwarfs in the field, which is precisely what DENIS will do.

We present here three objects discovered by DENIS, which are significantly cooler than the coolest known isolated field dwarf star – 2MASP J0345 – which was found with the 2 Micron All Sky Survey proto-type camera (Kirkpatrick et al. 1997a). Soon after the discovery of the three objects discussed in this paper was first announced (Delfosse et al. 1997b), Ruiz (1997) presented observations of Kelu 1, a similar field brown dwarf.

## 2. The DENIS brown dwarf mini-survey

DENIS observations are carried out on the ESO 1m telescope at La Silla (Chile), with a three channels infrared camera (Copet et al. 1997). Dichroic beam splitters separate the three channels, and focal reducing optics provides image scales of  $3''$  on the  $256 \times 256$  NICMOS3 arrays used for the two infrared channels and  $1''$  on the  $1024 \times 1024$  Tektronix CCD detector of the I channel. The instantaneous field of view is  $12'$  for all three channels, and a focal plane microscanning mirror is used to obtain  $1''$  sampling for the two infrared channels. The sky is scanned in a step and stare mode, along 30 degrees strips at constant right ascension which constitute the basic DENIS observing units.

The sources discussed in this letter were identified during analysis of 230 square degrees of DENIS data at high galactic latitude, which constitutes the "DENIS Brown Dwarf Mini-survey". The image data were obtained from the Paris processing center and had been processed with the standard pipeline software (Borsenberger 1997). The instrumental and sky background are derived from a local clipped mean along the strip. Flat-field corrections are derived from observation of the sunrise sky, which are analysed by a linear regression of the pixel values on the mean background level of each image. Source detection and photometry were performed in Grenoble, using the SExtractor package (Bertin & Arnouts 1996). The details of the selection process are described in Delfosse et al. (1997), who use the resulting sample to determine the luminosity function of extreme M dwarfs. In this letter we restrict discussion to the three reddest objects (DENIS-P J1228.2-1547, J1058.7-1548 and J0205.4-1159), whose parameters are summarised in Table 1. Figure 1 displays their positions in the I-J/J-K colour-colour diagram, along with some known very low mass stars. These three objects are clearly as red as (or redder than) GD165B, with I-J colours greater than 3.6.

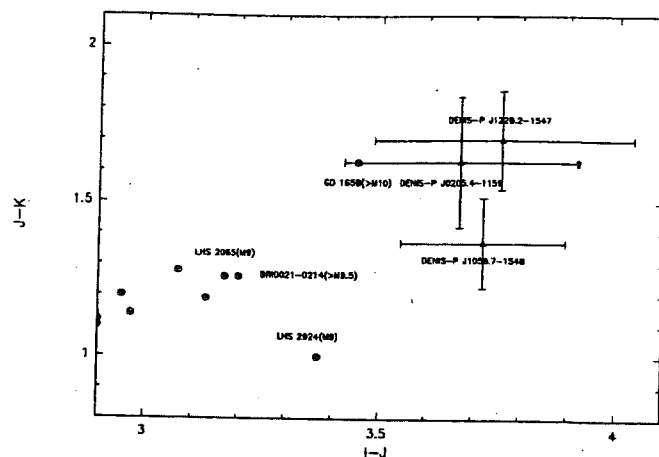


Fig. 1. The I-J/J-K diagram for the three redder DENIS objects. Symbols are: circle: previously known very low mass-stars, triangle: new DENIS objects

## 3. Infrared spectroscopy

With  $\pm 0.3$  magnitude photometric accuracy at its limits, the DENIS survey data by itself cannot provide unbiased samples. Near infrared spectroscopy was thus obtained at the 3.9-m Anglo-Australian Telescope, on the nights of 1996 April 9 and 10 (UT) and 1996 October 21 and 22 (UT). On both runs the Infra-Red Imaging Spectrograph (IRIS – Allen et al. 1993) was used in its cross-dispersed HK echelle mode. This provides complete wavelength coverage from  $1.438 - 2.536 \mu\text{m}$ , at a resolution of  $\lambda/\Delta\lambda = 440$ , and a dispersion of  $\lambda/\Delta\lambda = 780$ . A slit of width  $1.4''$  and length  $13''$  was used.

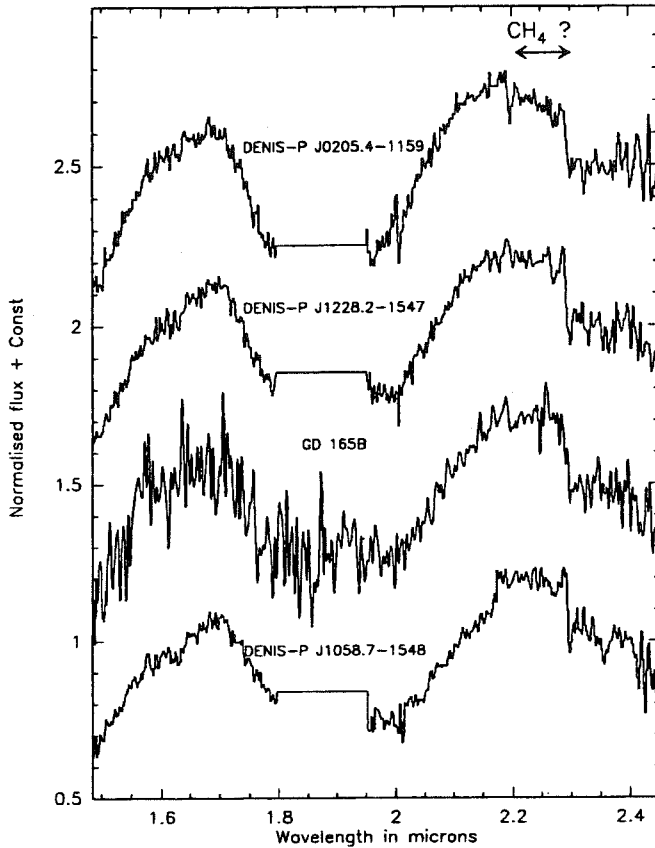
Figure 2 shows the resulting spectra. Because the AAT is a low-altitude site, observations through the atmospheric water vapour bands were impossible. Outside these regions, the spectra show broad stellar  $\text{H}_2\text{O}$  absorption bands characteristic of low temperature atmospheres. Other typical cool atmosphere features include: CO bandheads at  $2.3-2.4 \mu\text{m}$ ; and numerous spectral lines of neutral metals – in particular Na I  $\lambda 2.20 \mu\text{m}$  and Ca I  $\lambda 1.627 \mu\text{m}$ .

The appearance of the spectrum of DENIS-P J1058.7-1548 is similar to that of GD165B, while both DENIS-P J1228.2-1547 and J0205.4-1159 are later. DENIS-P J0205.4-1159 is the coolest of the three, and only Gl 229B has a later spectral type. It is by a significant margin the coldest isolated object identified to date. Its spectrum shows evidence for the onset of absorption by methane at  $2.22 \mu\text{m}$ . This feature is present in *both* of the independent spectra which were averaged to produce Figure 2 – leaving us confident of the feature's reality. Given the presence of methane in the even colder atmosphere of Gl 229B (Allard et al. 1996), its association with this feature in DENIS-P J0205.4-1159 seems reasonable. This would imply a photospheric temperature of  $T_{\text{eff}} \lesssim 1500\text{K}$  (cf. Tsuji et al. 1994, Figure 3), which is definitely substellar.

Jones et al. (1994) have shown that L and/or  $T_{\text{eff}}$  information can be obtained for late-type dwarfs using features in their infrared spectra. In particular, the strength of  $\text{H}_2\text{O}$  (as measured

**Table 1.** DENIS photometry and positions for the reddest Mini-survey objects. Positions are for epochs that range between 1995.9 – 1996.7 and for equinox J2000.0. They are based on the encoder readings of the ESO 1m telescope and only good to  $\sim 10\text{--}20''$ .

name	$\alpha$	$\delta$ (2000)	I	J	K	I-J	J-K	I-K
DENIS-P J1228.2-1547	12:28:13.8	-15:47:11	$18.19 \pm 0.27$	$14.43 \pm 0.05$	$12.73 \pm 0.15$	$3.76 \pm 0.27$	$1.70 \pm 0.16$	$5.46 \pm 0.31$
DENIS-P J1058.7-1548	10:58:46.5	-15:48:00	$17.80 \pm 0.17$	$14.08 \pm 0.04$	$12.71 \pm 0.14$	$3.72 \pm 0.17$	$1.37 \pm 0.15$	$5.09 \pm 0.22$
DENIS-P J0205.4-1159	02:05:29.0	-11:59:25	$18.30 \pm 0.24$	$14.63 \pm 0.06$	$13.00 \pm 0.20$	$3.67 \pm 0.25$	$1.63 \pm 0.21$	$5.30 \pm 0.31$



**Fig. 2.** Near infrared AAT spectra of the three DENIS BD candidates, as well as a comparison spectrum of GD165B (Jones et al. 1994). The  $2.18\mu\text{m}$  break in the spectrum of DENIS-P J1058.7-1548 corresponds to a location where the join between echelle spectrograph orders is not perfect, causing an apparent spectral feature which is not physical.

by the slope of the pseudo-continuum in regions of stellar  $\text{H}_2\text{O}$  absorption) is a sensitive measure. We have used both literature data and our own observations of known late dwarfs to calibrate an empirical relation between these slopes and  $M_K$ . In essence, we use the  $\text{H}_2\text{O}$  absorption strength, much like a broad band colour, as an estimator of  $T_{\text{eff}}$ . Moreover, brown dwarfs, as they age, slide along an extension of the main sequence in the H-R diagram (D'Antona & Mazzitelli 1985) – the luminosity spread in this main sequence “extension” due to mass differences is  $\sim 1$  magnitude, which is similar to that seen due to metallicity for stars on the main sequence (eg. Tinney et al 1995, fig 3). So in the absence of parallaxes or atmospheric models, infrared spectra can provide luminosity information in the same way that colours do for stars on the main sequence. In particular, we derive the

following luminosity estimates (Delfosse et al 1997); DENIS-P J1228.2-1547:  $M_K = 12.1 \pm 0.4$ , DENIS-P J1058.7-1548:  $M_K = 11.4 \pm 0.4$ , DENIS-P J0205.4-1159:  $M_K = 12.3 \pm 0.4$ . These compare with  $M_K = 11.7 \pm 0.2$  for GD 165B (Dahn private communication). So, DENIS-P J1228.2-1547 and DENIS-P J0205.4-1159 are of lower luminosity than GD 165B, and only Gl 229B ( $M_K = 15.5$ , Matthews et al. 1996) has a lower luminosity.

#### 4. Masses

Recently, Martín et al. (1997b, hereafter MBDF) and Tinney et al. (1997, hereafter TDF) have independently obtained high resolution optical spectra of DENIS-P J1228.2-1547 and J1058.7-1548 – TDF using the Anglo-Australian Telescope; MBDF using Keck I. They both find a very strong  $670.8\text{ nm}$  lithium line in the DENIS-P J1228.2-1547 spectrum, and set an upper limit for DENIS-P J1058.7-1548.

Since these very cool dwarfs have been fully convective for extended periods, the lithium detection proves beyond reasonable doubt that the mass of DENIS-P J1228.2-1547 is lower than the lithium burning threshold of  $\sim 0.06$  solar masses (Nelson, Rappaport, Chiang 1993), and *a fortiori* that it is a brown dwarf.

The status of DENIS-P J1058.7-1548 and DENIS-P J0205.4-1159 is less clear cut, as one has to rely on model and age-dependent effective temperature arguments. For an age of a few Gyr current models place the transition between stars and brown dwarfs at  $T_{\text{eff}} \sim 2000\text{ K}$  and a spectral type later than M10 (Baraffe & Chabrier 1996, Chabrier et al. 1996), though the recent inclusion of dust formation in atmospheric models (Jones & Tsuji, 1997, Allard 1997a) may change this limit. All three DENIS objects clearly have infrared spectral types later than M10V, as also found in TDF from optical spectra. Dusty atmospheric models provide a best estimate of  $1800\text{ K}$  for the effective temperature of GD 165B (Allard 1997b, Kirkpatrick et al. 1997b). Given the similarity of its infrared spectrum with that of GD 165B, the effective temperature of DENIS-P J1058.7-1548 is close to  $1800\text{ K}$ . The effective temperatures of DENIS-P J1228.2-1547 and DENIS-P J0205.4-1159 are clearly lower than  $1800\text{ K}$ . The  $2.2\mu\text{m}$  feature in DENIS-P J0205.4-1159, if indeed due to methane, implies  $T_{\text{eff}} \lesssim 1500\text{ K}$ .

Taken together, the data and the available models imply that DENIS-P J1228.2-1547 and DENIS-P J0205.4-1159 are brown dwarfs. DENIS-P J1228.2-1547 *certainly* is, given its Li detection. Given its later spectral type and probable  $\text{CH}_4$  detection, DENIS-P J0205.4-1159 must be even cooler, and most likely of lower mass. It will be searched for lithium as soon as it becomes observable later in 1997. DENIS-P J1058.7-1548 is probably



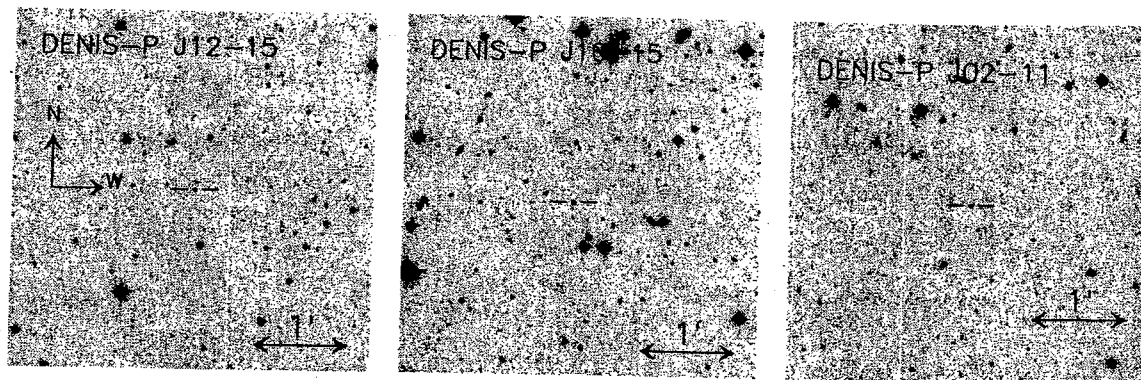


Fig. 3. Finding charts for the DENIS brown dwarf candidates, obtained with a Gunn  $i$  filter at the Danish 1.54m telescope at ESO (La Silla).

also a brown dwarf, but given the uncertainties in theoretical models, we consider its status – like GD 165B – more uncertain.

Scaling the detection of these three objects to the full survey, DENIS will detect a few hundred brown dwarfs. Once their distances are measured, they will unambiguously establish the luminosities appropriate to brown dwarfs and will define the brown dwarf sequence in the HR diagram. We are measuring the parallaxes of the three objects discussed here, and a parallax follow-up of the brown dwarfs in the full survey is planned. This will provide much needed constraints for brown dwarf interior and atmospheric models. Exciting times are ahead for brown dwarf research.

**Acknowledgements.** We are grateful to Isabelle Baraffe, Gilles Chabrier, France Allard and Eduardo Martín for useful discussions, and to Hugh Jones for providing a digital copy of his GD 165B spectrum. We thanks Gautier Robin for the reduction of the Danish 1.5m telescope pictures.

The DENIS project is partly funded by the European Commission through *SCIENCE* and *Human Capital and Mobility* grants. It is also supported in France by INSU, the Education Ministry and CNRS, in Germany by the Land of Baden-Württemberg, in Spain by DGICYT, in Italy by CNR, in Austria by the Fonds zur Förderung der Wissenschaftlichen Forschung and Bundesministerium für Wissenschaft und Forschung, in Brazil by FAPESP, and in Hungary by an OTKA grant and an ESO C&EE grant.

## References

- Allard F., 1997, in "Brown Dwarf and Extrasolar Planets Workshop", eds Rebolo, Martín, Zapatero Osorio, ASP Conference Series, in press.
- Allard F., Hauschildt P.H., Baraffe I., Chabrier G., 1996 *ApJL* 465, 123.
- Allard F., 1997b, in "10th Cool Stars and Stellar Systems", eds Donahue, Bookbinder, ASP Conference Series, in preparation.
- Allen D.A., Barton J. R., Burton M.G. et al., 1993, *Proc. Astron. Soc. Aust.* 10, 298
- Baraffe I., Chabrier G., 1996, *ApJ* 461, L51.
- Basri G., Marcy G. W., Graham J. R., 1996, *ApJ* 458, 600.
- Becklin E. E., Zuckerman B., 1988, *Nature*, 336, 656
- Bertin E., Arnouts S., 1996, *A&AS*, 117, 393
- Borsenberger J., 1997, in *Proceedings of the 3rd DENIS Euroconference The impact of large scale near-infrared surveys*, F. Garzon, N. Epchtein, A. Omont, W.B. Burton, P. Persi (eds) Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, in press
- Chabrier G., Baraffe I., Plez B., 1996, *ApJ* 459, L91.
- Copet E., et al., 1997, *A&ASup*, submitted.
- D'Antona F., Mazzitelli I., 1985, *ApJ*, 296, 502
- Delfosse X., Tinney C. G., Forveille T., et al., 1997, *A&A* (in preparation)
- Delfosse X., Forveille T., Tinney C. G., Epchtein N., 1997b, in "Brown Dwarf and Extrasolar Planets Workshop", eds Rebolo, Martín, Zapatero Osorio, ASP Conference Series, in press.
- Jones H. R. A., Longmore A.J., Jameson R.F., Mountain C.M., 1994, *MNRAS*, 267, 413
- Jones H. R. A., Tsuji T. 1997, *ApJ* 380, 39.
- Kirkpatrick J. D., Beichman C. A., Skrutskie M. F., 1997a, *ApJ* 476, 311.
- Kirkpatrick J.D., Allard F., Becklin E.E., Zuckerman, B., 1997b, *ApJ* (in preparation).
- Kroupa P., 1995, *ApJ* 453, 358.
- Martín E. L., Rebolo R., Zapatero Osorio M. R., 1997a, in "Brown Dwarf and Extrasolar Planets Workshop", eds Rebolo, Martín, Zapatero Osorio, ASP Conference Series, in press.
- Martín E. L., Basri G., Delfosse X., Forveille T., 1997b, *Science*, submitted.
- Matthews K., Nakajima T., Kulkarni S.R., Oppenheimer B.R., 1996, *AJ* 112, 1678.
- Nakajima T., Oppenheimer B. R., Kulkarni S. R., et al., 1995, *Nature* 378, 463.
- Nelson L.A., Rappaport S., Chiang E., 1993, *ApJ* 413, 364.
- Rebolo R., Zapatero Osorio M. R., Martín E. L., 1995, *Nature* 377, 129.
- Reid I.N., Gizis J., 1997, *AJ* 113, 2246.
- Ruiz, M.T. 1997, ESO Press Release 07/97.
- Tinney C.G., Delfosse, X., Forveille, T., 1997 (TDF), *ApJL*, submitted.
- Tinney C.G., Reid, I.N., Gizis, J., Mould, J.R., 1995, *AJ*, 110, 3014.
- Tsuji T., Ohnaka K., Aoki W., 1994, in "The Bottom of the Main Sequence and Beyond", ed. Tinney, C.G., Springer-Verlag: Berlin.
- Zapatero Osorio M.R., Rebolo R., Martín E.L., 1997a, *A&A* 317, 164.
- Zapatero Osorio M.R., Rebolo R., Martín E.L., et al., 1997b, in "Brown Dwarf and Extrasolar Planets Workshop", eds Rebolo, Martín, Zapatero Osorio, ASP Conference Series, in press.

This article was processed by the author using Springer-Verlag L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X A&A style file L-AA version 3.

## Keck HIRES spectra of the brown dwarf DENIS-P J1228-1547

E.L. Martín<sup>1,2</sup>, G. Basri<sup>2</sup>, X. Delfosse<sup>3</sup>, T. Forveille<sup>3</sup>

1. Astronomy Department, University of California, Berkeley, CA 94720, USA.
2. Instituto de Astrofísica de Canarias, 38200 La Laguna, Tenerife, Spain
3. Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, URA CNRS 708, B.P. 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France.

lettre acceptée par *Astronomy & Astrophysics*

## Letter to the Editor

# Keck HIRES spectra of the brown dwarf DENIS-P J1228.2-1547\*

E.L. Martín<sup>1,2</sup>, G. Basri<sup>1</sup>, X. Delfosse<sup>3</sup>, and T. Forveille<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Astronomy Department, University of California, Berkeley, CA 94720

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de Canarias, E-38200 La Laguna, Tenerife, Spain

<sup>3</sup> Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, 414 rue de la piscine, B.P.53X, F-38041 Grenoble cedex, France

Received 31 July 1997 / Accepted 19 August 1997

**Abstract.** We report Keck high-resolution echelle spectroscopic observations of two very cool field dwarfs discovered by the near-IR photometric survey DENIS. DENIS-P J1228.2-1547 shows a conspicuous LiI resonance line that confirms it as an incontrovertible brown dwarf (BD). From the presence of Li, and its low surface temperature, we estimate from theoretical models a mass and an age upper limit of  $\sim 60$  jupiters and  $\sim 10^9$  years. The other DENIS object shows no detectable LiI line in our data, and thus we infer a mass  $\geq 60$  jupiters for it. It could be a high-mass BD or very low-mass star. Both objects have modest radial velocities that suggest they are kinematically young. They show the strongest and broadest resonance line profiles from low ionization species ever seen. The extreme breadth of the KI lines are good further indicators of the expected high gravity in very low-mass dwarfs. We suggest a new spectral class, "L", for objects cooler than M-type (as these are) that do not show TiO molecular bands. The confirmation of at least one field BD in only  $\sim 1\%$  of the final DENIS survey is a strong indication of the presence of a numerous population of these objects in the solar neighborhood.

**Key words:** stars: abundances, late-type, low-mass, brown dwarfs, luminosity function, mass function

## 1. Introduction

The first incontrovertible brown dwarfs (BDs) have recently been found using two different strategies: looking for faint members of the Pleiades open cluster (Teide 1; Rebolo et al. 1995), and for companions to nearby stars (Gl 229B; Nakajima et al.

1995). These discoveries provided a breakthrough in our understanding of substellar objects. However, the answer to one of the fundamental questions about BDs, their contribution to Galactic structure and evolution, requires a different approach. We have to look for these objects in wide field surveys, covering large volumes of space.

The main problem with identifying BDs in wide field searches is that they are hard to distinguish from the lowest mass stars. The difficulty arises because the age of a free-floating object cannot be measured with certainty, as it is well known that old very low-mass (VLM) stars and young BDs overlap in the H-R diagram. Until 1995, the coolest dwarf known had been GD 165B (Becklin & Zuckerman 1988) with a  $T_{\text{eff}}$  of about 1800 K (Tsuji et al. 1996). Evolutionary models indicated that, for solar composition, the lowest mass stars ( $0.075 M_{\odot}$ , or equivalently 75 Jupiters) could cool down to  $T_{\text{eff}}$  as low as 1800 K in about a Hubble time (cf. Burrows et al. 1993, Nelson et al. 1993). Thus, given the current observational and theoretical knowledge, the  $T_{\text{eff}}$  of GD 165B does not guarantee that it is an ironclad BD.

A method to identify genuine BDs is to use Li as a probe of the central temperature (Rebolo et al. 1992), because this element is destroyed by proton capture at lower temperatures than needed for hydrogen fusion. Theoretical simulations showed that strong Li lines should be observable in BDs (Pavlenko et al. 1995), and Keck observations of Pleiades BDs (Rebolo et al. 1996) confirmed it. The Pleiades BDs, being quite young ( $\sim 10^8$  years), have spectral types M7 or later (Martín et al. 1996), similar to VLM old stars. Early extensive searches in field M7–M9.5 dwarfs gave only LiI non detections (Martín et al. 1994, Basri & Marcy 1995). No LiI measurement has yet been reported for GD 165B, which is faint and affected by scattered light from the much brighter GD 165A. Recently, the first LiI detection in a very cool field dwarf was announced (Ruiz 1997). Dubbed Kelu 1, it was discovered in a proper motion survey. The presence of Li has since been confirmed by us (Basri et al. 1997) and Rebolo (1997).

Send offprint requests to: E.L. Martín

\* Based on observations obtained at the W.M. Keck Observatory, which is operated jointly by the University of California and the Californian Institute of Technology.

The discoveries of GD 165B and Gl 229B have prompted considerable advances in the modeling of very cool atmospheres, but they provide little information on the frequency of formation of BDs, and their role in the Galaxy. BDs as companions to other stars might be rare; those two examples were the only positive detections in surveys of hundreds of stars. The best prospects for studying the properties of BDs as a function of age, mass, rotation and metallicity are the searches in open clusters and the field. In both cases candidates are most effectively identified through broad-band photometry in several filters. In clusters the stellar-substellar boundary can be defined by Li observations of a few objects, and afterwards the problem is reduced to confirming membership, which usually does not require very large telescopes. Each field object, on the other hand, is isolated and the Li test has to be carried out for every candidate. There are thresholds in luminosity and temperature below which Li detection guarantees a substellar status (Basri 1997), though a non-detection does not preclude high mass BDs. The main aim of the spectroscopic observations reported in this paper is to apply the Li test to the coolest DENIS BD candidates.

## 2. Sample selection and observations

The first analysis of the DENIS Brown Dwarf mini-survey (DENIS-P) has provided a list of a dozen BD candidates (Delfosse et al. 1997a, hereafter D97), the most interesting of which are three objects with I-J colors similar to GD 165B. These DENIS objects are fortunately  $\sim 1.5$  mag. brighter than GD 165B, presumably because they are closer (D97).

On 1997, June 2–4 UT, we obtained high-resolution spectra ( $R=31,000$ ) of DENIS-P J1058.7-1548 and J1228.2-1547 using the HIRES echelle spectrometer mounted on the 10 m Keck I telescope at Mauna Kea, Hawaii. The names of these objects will be abbreviated hereafter to DENIS 10-15 and DENIS 12-15. Their coordinates and IJK magnitudes are given in D97. Details on the instrumental configuration and data reduction procedures are similar to those described in Marcy et al. (1994). We obtained 2 exposures of integration time 2700 s each, and 1 exposure of 1800 s for DENIS 12-15. Only 1 exposure of 2700 s was recorded for DENIS 10-15. We also observed Gl 406 (300 s) and LHS 2924 (1200 s), for use as reference M-type spectra.

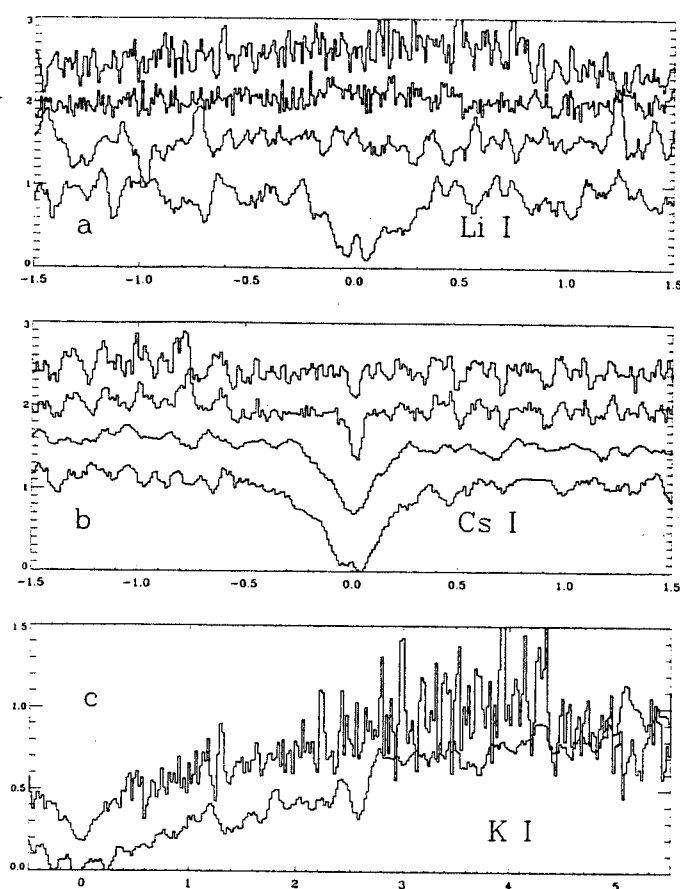
TiO bandheads are quite strong in the mid-M dwarfs, but become weaker in the very late-M dwarfs. The DENIS objects follow the trend of losing TiO towards cooler temperatures, probably due to the depletion of Ti into dust grains of perovskite (Allard 1997). We concur with the suggestion of Kirkpatrick (1997) that a new spectral class is needed for these objects. The M spectral class is defined by the appearance of the TiO molecule, which is not present in these spectra. We float the suggestion that “L” would be an appropriate new class, suggestive of “Low-temperature”. The advantage of L is that it is close to M, and there is the precedent that B-type stars designate earlier spectral type than A-type. It would then be possible to have a notation like “ $L_{Li}$ ” and “ $L_{CH_4}$ ” for cool BDs confirmed by Li or methane (along the lines of designations like dMe). The usual subclass numbering and its relation to  $T_{eff}$  remain to be worked

out. Then, DENIS 12-15 and Kelu 1 would be  $L_{Li}$ , while DENIS 10-15 and GD 165B would be simply L class. Gl 229B would be a  $L_{CH_4}$  object, and PPl 15, Teide 1 and Calar 3 could be  $bdM_{Li}$ . The prefix “bd” in the latter case would be necessary as there is an unfortunate tendency to only remember very cool objects as BDs, despite the fact that we are certain of “hot” BDs in the Pleiades, and almost certain of even younger BDs in star forming regions. It should now be emphasized that BDs can be either M or L spectral class, and that not all L class objects are necessarily BDs according to current theory of the bottom of the main sequence.

The Li spectra of the DENIS objects are displayed in Fig. 1a, together with M dwarfs for comparison. The LiI 670.8 nm line is detected in all three individual spectra of DENIS 12-15, despite the low S/N ratio of  $\sim 4$  per pixel, because it is very broad ( $\sim 60$  pixels) and the spectrum is quite flat in this region. Our pseudo equivalent width (PEW, measured by direct integration of the line profile area with respect to the local pseudo-continuum) of the LiI resonance feature in DENIS 12-15 is  $3.5 \text{ \AA}$ , much larger than the strongest PEW measured in the Pleiades BDs ( $1.8 \text{ \AA}$ , Rebolo et al. 1996). This difference is probably not due to a higher Li abundance in DENIS 12-15, but to the cooler  $T_{eff}$ , higher gravity, and the suppression of the TiO absorption background against which the LiI line is formed. The S/N ratio of our DENIS 10-15 spectrum is similar to the sum of the three DENIS 12-15 spectra ( $\sim 6$ ), but shows no hint of a LiI line. We place a  $1 \sigma$  upper limit on the LiI PEW of  $\sim 0.5 \text{ \AA}$ .

Although the DENIS colors of DENIS 10-15 and DENIS 12-15 are similar, their near-IR spectra show that the latter object is significantly cooler (D97). We confirm this in our spectra because we see stronger resonance lines of CsI and RbI. In Fig. 1b we show the CsI 852.1 nm line of the DENIS objects and the two M-dwarfs observed with the same instrumental configuration. The CsI feature becomes stronger with decreasing  $T_{eff}$  (with PEWs of 0.24, 0.44, 2.1, and  $4.3 \text{ \AA}$ ), as expected from its low excitation potential of 3.9 eV. Model atmosphere fitting to this line should lead to a good  $T_{eff}$  scale for the latest M-type and all L-type objects. We also see increasing pressure broadening towards cooler  $T_{eff}$ . Of particular note is the KI resonance doublet near 770.0 nm (Fig. 1c). Because this is a more abundant species than Cs, Li, or Rb, its profile becomes extremely strong. It produces a feature so broad that it resembles Balmer line profiles in white dwarfs. This enormous feature could be used to help define the L class even at very low dispersion. As in white dwarfs, it is due to the collisional broadening induced by high gravity, though  $\log(g)$  is still below 6 and the mechanism is Van der Waals rather than Stark broadening (Schweizer et al. 1996). The KI lines of our two DENIS objects are similar, hence they must have similar gravities.

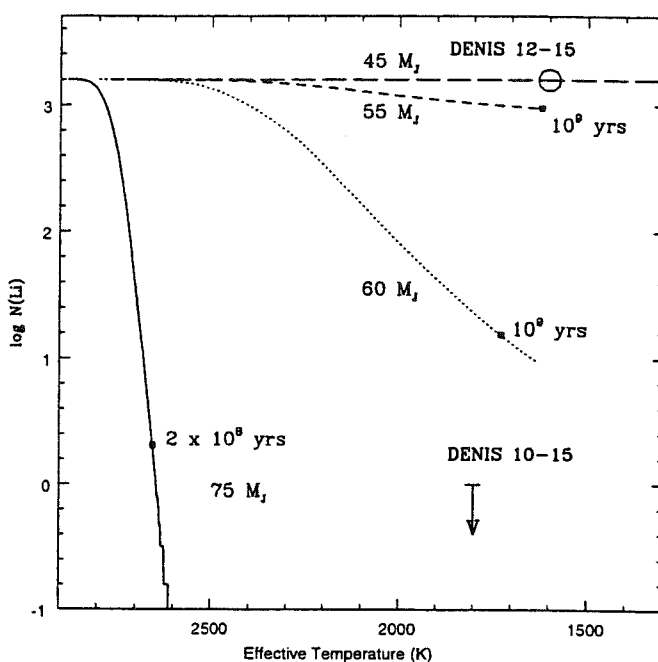
The molecular features near 870 nm are not visibly pressure-broadened, and we use them to determine radial and rotational velocities. This is done by crosscorrelation with Gl 406, whose heliocentric radial velocity is known ( $19.2 \pm 0.1 \text{ km s}^{-1}$ , Delfosse et al. 1997b). We find 11 and  $4 \text{ km s}^{-1}$  for DENIS 10-15 and DENIS 12-15, respectively (with an uncertainty of about  $5 \text{ km s}^{-1}$ ). The radial velocity of DENIS 12-15 is character-



**Fig. 1.** **a** The resonance LiI line 670.8 nm region in (from top to bottom with offsets of 0.5) GJ 406 (dM6), LHS 2924 (dM9), DENIS 10-15 and DENIS 12-15. Wavelengths are in nm from line center. The DENIS-P objects are boxcar smoothed by 5 pixels. **b** Same as above but for CsI 852.1 nm. Note the progression in the strength of the CsI feature towards cooler  $T_{\text{eff}}$ . **c** The KI 769.9 nm line of GJ 406 and DENIS 10-15 normalized at 770.5 nm (no offset). The width of this line is so large that it exceeds the coverage of the echelle order.

istic of young disk stars, consistent with other age indicators discussed below. We also estimate rotational  $v \sin i$  of  $\approx 30$  and  $\approx 20 \text{ km s}^{-1}$  for DENIS 10-15 and DENIS 12-15 (with an uncertainty of about  $10 \text{ km s}^{-1}$ ), respectively, from the widths of the crosscorrelation functions. These continue the trend to find high  $v \sin i$  in very low-mass dwarfs (Basri & Marcy 1995; Delfosse et al. 1997b).

During the preparation of this manuscript, we learned that the strong LiI feature of DENIS 12-15 was independently confirmed after us by two different groups (Tinney et al. 1997, Rebolo 1997). Interestingly, the LiI PEWs of DENIS 12-15 measured by Rebolo (7 Å) and Tinney et al. (2.3 Å) are quite different than ours. Both Tinney and Rebolo used a lower spectral resolution, so it is not possible to directly compare our results. In particular, Tinney et al. find a weaker LiI line but stronger CsI (using two different resolutions). However, the differences in PEWs seem large enough that they raise the question of whether the lines could be intrinsically variable. Some variability might be expected due to the influence of variable dust condensation



**Fig. 2.** The Lithium- $T_{\text{eff}}$  evolutionary relationship from models given by Baraffe (1996). Some relevant masses and ages are labelled. For placing our objects in this diagram, we have assumed that DENIS 12-15 has preserved its initial cosmic Li abundance and that DENIS 10-15 has depleted Li by more than a factor of  $10^3$ .

on the upper photosphere. Further observations are needed to test this possibility.

### 3. Discussion

The evolution of the Li surface abundance (in the usual scale of  $\log N(\text{H})=12$ ) vs.  $T_{\text{eff}}$  from recent models (Baraffe 1996) is plotted in Fig. 2. The location of the DENIS objects in this diagram has been estimated under crude  $T_{\text{eff}}$  and abundance assumptions. For DENIS 10-15, we adopt the  $T_{\text{eff}}$  of GD 165B ( $\sim 1800 \text{ K}$ ), as justified by their similar infrared colors and spectra, and for DENIS 12-15 we use a slightly cooler  $T_{\text{eff}}$  of 1600 K. Different calibrations agree within  $\pm 300 \text{ K}$  and we propagate this uncertainty to our age and mass estimates. We also assume that Li has been depleted by more than three orders of magnitude in DENIS 10-15, and essentially preserved in DENIS 12-15. Their large LiI strength differences justify this hypothesis, since they have similar  $T_{\text{eff}}$  and gravity. It has been recently pointed out that in objects cooler than  $\sim 2000 \text{ K}$  the convection region may start well below the atmosphere and hence the photospheric Li may not be mixed with the interior (Allard 1997). But, as shown in Fig. 2, the depletion of Li in objects with masses  $\geq 60 M_J$  takes place at  $T_{\text{eff}} \geq 2000 \text{ K}$ , where mixing should be efficient. Moreover, overshooting probably mixes material in cooler objects. Therefore, we conclude that the Li-test remains valid even for objects cooler than 2000 K.

The location of DENIS 12-15 in Fig. 2 agrees well with the evolutionary behavior for BDs less massive than about  $55 M_J$ .

Taking into account the  $T_{\text{eff}}$  and Li abundance uncertainty,  $60 M_J$  is a conservative upper limit to its mass. An upper limit to its age of  $\sim 10^9$  years is also inferred because objects of  $55 M_J$  or less cool to  $T_{\text{eff}} < 1600$  K for older ages. We obtain similar upper limits to the age and mass of DENIS 12-15 from models kindly given to us by both Baraffe (1996) and Burrows (1997). Our Li non-detection in DENIS 10-15 indicates that it is more massive than DENIS 12-15. Its BD status is ambiguous. The present data can equally well be explained with a (stellar) mass of  $75 M_J$  and an age of  $\sim 3 \times 10^9$  years, or with a (substellar) mass of  $65 M_J$  BD that is  $\sim 8 \times 10^8$  years old. The radial velocity suggests that the younger age, and hence BD mass, might be more appropriate.

It comes as no surprise that the first BD discovered by DENIS is relatively young, because these are more luminous and are favored in a flux-limited survey. In fact, the sensitivity of DENIS does not allow detection of BDs as faint as Gl 229B beyond 6.5 parsecs, implying that few will be found. DENIS will mostly reveal relatively young BDs, similar to or warmer than the objects studied in this work. We have demonstrated that the Li test remains valid for objects even cooler than GD 165B. Lithium observations of field BD candidates should be pursued to estimate individual masses, and pave the way for deriving the field substellar mass function. All field dwarfs later than about M6.5 should be considered as BD candidates because at the age of the Pleiades the substellar limit is located at such spectral type (Martín et al. 1996, Basri 1997).

The presence of one or more BDs in just  $\sim 1\%$  of the DENIS survey indicates that a numerous population of free-floating substellar objects lurks in the solar neighborhood. Recent deep photometric surveys of the Pleiades show a numerous BD population, and suggest a mildly rising initial mass function inside the substellar regime (Rebolo et al. 1995, Martín et al. 1997). The first DENIS results suggest that the mass function of the solar neighborhood might also be rising into the substellar domain. The all-sky near-IR surveys DENIS and 2MASS will soon reveal more of our closest substellar neighbors, enabling us to improve our knowledge of the local mass density.

**Acknowledgements.** We thank G. Marcy for crucial assistance with the observations, I. Baraffe and A. Burrows for providing digital versions of their models, and N. Epchtein and the members of the DENIS team for providing access to DENIS data prior to its general release. E.M. acknowledges an FPI grant of the Spanish Ministerio de Educación y Cultura. G.B. acknowledges the support of NSF through AST 96-18439.

## References

- Allard F., 1997, in: *Brown Dwarfs and Extrasolar Planets*, eds. R. Rebolo et al., ASP Conf. Series, in press
- Basri G., 1997, in: *Brown Dwarfs and Extrasolar Planets*, eds. R. Rebolo et al., ASP Conf. Series, in press
- Basri G., Marcy G. W., 1995, *AJ*, 762, 109
- Basri G. et al., 1997, in: *Cool Stars. Stellar Systems and the Sun. X.*, eds. R. A. Donahue and J. A. Bookbinder, ASP Conf. Series, in press
- Becklin E. E., Zuckerman B., 1988, *Nature*, 336, 656
- Burrows A., Hubbard W.B., Saumon D., Lunine J.I., 1993, *ApJ*, 406, 158
- Burrows A., 1997, personal communication
- Baraffe I., 1996, personal communication
- Delfosse X., Tinney C.G., Forveille T., et al., 1997a, *A&A*, in press (D97)
- Delfosse X., Forveille T., Perrier C., Mayor M., 1997b, *A&A*, submitted.
- Kirkpatrick D., 1997, in: *Brown Dwarfs and Extrasolar Planets*, eds. R. Rebolo et al., ASP Conf. Series, in press
- Marcy G. W., Basri G., Graham J. R., 1994, *ApJ*, 428, L57
- Martín E. L., Rebolo R., Magazzù A., 1994, *ApJ*, 436, 262
- Martín E. L., Rebolo R., Zapatero-Osorio M. R., 1996, *ApJ*, 469, 706
- Martín E. L., Zapatero-Osorio M. R., Rebolo R., 1997, in: *Brown Dwarfs and Extrasolar Planets*, eds. R. Rebolo et al., ASP Conf. Series, in press.
- Nakajima T. et al., 1995, *Nature*, 378, 463
- Nelson, L. A., Rappaport, S., Joss, P. C., 1993, *ApJ*, 404, 723
- Pavlenko Y. V., Rebolo R., Martín E. L., García-López R. J., 1995, *A&A*, 303, 807
- Rebolo R., Martín E. L., Magazzù A., 1992, *ApJ*, 389, L83
- Rebolo R., Zapatero-Osorio M. R., Martín E. L., 1995, *Nature*, 377, 129
- Rebolo R., Martín E. L., Basri G., Marcy G. W., Zapatero Osorio M. R., 1996, *ApJ*, 469, L53
- Rebolo R., 1997, personal communication
- Ruiz M. T., 1997, ESO press release
- Schweitzer A., Hauschildt P. H., Allard F., Basri G., 1996, *MNRAS*, 283, 821
- Tinney C. G., Delfosse X., Forveille T., 1997, *ApJL*, submitted
- Tsuji T., Ohnaka K., Aoki W., Nakajima. T., 1996, *A&A*, 308, L29

This article was processed by the author using Springer-Verlag  $\text{\LaTeX}$  A&A style file L-AA version 3.

## A new Benchmark Brown Dwarf

C. G. Tinney<sup>1</sup>, X. Delfosse<sup>2</sup>, T. Forveille<sup>2</sup>

1. Anglo-Australian Observatory, PO Box 296, Epping. N.S.W. 2121, Australia.

2. Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, URA CNRS 708, B.P. 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France.

lettre acceptée par *Astrophysical Journal Letter*

# DENIS-P J1228.2–1547—A NEW BENCHMARK BROWN DWARF

C. G. TINNEY

Anglo-Australian Observatory, P. O. Box 296, Epping, 2121, Australia; cgt@aaoepp.aao.gov.au

AND

X. DELFOSSE AND T. FORVEILLE

Observatoire de Grenoble, 414 rue de la Piscine, Domaine Universitaire de St. Martin d'Hères, F-38041 Grenoble, France

Received 1997 July 18; accepted 1997 September 19; published 1997 October 20

## ABSTRACT

We present optical spectroscopy of three brown dwarf candidates identified in the first 1% of the DENIS sky survey. Low-resolution spectra from 6430 to 9150 Å show these objects to have similar spectra to the brown dwarf candidate GD 165B. High-resolution spectroscopy shows that one of the objects—DENIS-P J1228.2–1547—has a strong  $2.3 \pm 0.05$  Å equivalent width absorption line of Li I  $\lambda 6708$  and is therefore a brown dwarf with mass below  $0.065 M_{\odot}$ , and age  $\leq 1.5$  Gyr. DENIS-P J1228.2–1547 can now be considered a prototype for brown dwarfs closer to the hydrogen-burning limit than Gl 229B.

*Subject heading:* stars: low-mass, brown dwarfs

## 1. INTRODUCTION

Claims of brown dwarf discovery have historically been problematic. Numerous objects have been claimed as brown dwarfs or brown dwarf candidates over the last 15 years, but few have been either generally accepted or subsequently confirmed. This situation changed—and in spectacular fashion—with the discovery of the brown dwarf Gl 229B (Nakajima et al. 1995). Here at last was a brown dwarf prototype so cool, and of such low luminosity, that it quickly became universally accepted. Unfortunately, what Gl 229B did not resolve was the status of more massive brown dwarf candidates.

For example, the nature of GD 165B—the next best old brown dwarf candidate—remains unclear (Becklin & Zuckerman 1988; Kirkpatrick 1998). Although its optical spectrum is qualitatively different from that of low-mass stars (Kirkpatrick, Henry, & Liebert 1993; Kirkpatrick, Beichman, & Skrutskie 1997), its infrared spectrum is not (Jones et al. 1994). And unfortunately, the closeness of its white dwarf companion makes the detection of Li almost impossible. Thackrah, Jones, & Hawkins (1997) have found a likely field brown dwarf (296A), but it is of very early spectral type (M5.5), indicating an age of less than 200 Myr. There is a need for a late prototype object near the star-to-brown-dwarf transition, but which is clearly a brown dwarf, against which objects like GD 165B can be compared. We present here observations of just such an object, DENIS-P J1228.2–1547, discovered in the first ~1% of data examined from the Deep Near-Infrared Southern sky survey (DENIS).

## 2. OBSERVATIONS

The DENIS survey will cover the entire southern sky in three infrared passbands to  $3\sigma$  limits of  $I = 18.5$ ,  $J = 16.5$ , and  $K' = 13.5$  (Epchtein 1997; Copet et al. 1997). Such a survey is ideally suited to finding field brown dwarfs. The DENIS mini-survey project (Delfosse et al. 1997a; Delfosse, Tinney, & Forveille 1997b) has begun this search by observing brown dwarf candidates from the first ~1% (230 deg<sup>2</sup>) of the initial DENIS data. Infrared spectroscopy obtained on the 3.9 m Anglo-Australian Telescope (AAT) confirmed that at least three of the mini-survey objects were as cool or cooler than GD 165B (Delfosse et al. 1997a).

Optical spectroscopy was obtained with the AAT on 1997 June 7–9 (UT), using the RGO Spectrograph with TEK 1K CCD 2. Observations were made using both a 270R grating in blaze-to-camera mode, providing a resolution of 7 Å and a wavelength coverage of 6425–9800 Å, and a 1200R grating in blaze-to-collimator mode, giving a resolution of 1 Å and a wavelength coverage of 6495–7030 Å. The latter setup was specifically chosen to permit observation of both the H $\alpha$  and Li I  $\lambda 6708$  lines. All three DENIS objects of interest as well as several very low-mass stars were observed. The observations are summarized in Table 1. Finding charts for the three DENIS objects can be found in Delfosse et al. (1997a). These data were processed using standard techniques within the FIGARO data reduction package (Shortridge 1993).

## 3. DISCUSSION

The resulting spectra are shown in Figure 1 (the low-resolution spectra) and Figure 2 (the high-resolution spectra). Perhaps the most instantly noticeable feature of Figure 1 is the remarkable similarity between the spectra of the three DENIS objects and the spectra of GD 165B—for so long seen as a singleton object that fits into no classification scheme (Kirkpatrick et al. 1993, 1997).

### 3.1. Low-resolution Spectra

The spectra in Figure 1 have been organized in their apparent order of spectral type—latest toward the top. Because of the strength of terrestrial H<sub>2</sub>O, the spectra are not plotted beyond 9150 Å. The spectral types shown for VB 10, BRI 0021–0214, and GD 165B are due to Kirkpatrick et al. (1997)—the other types are our estimates. Prominent in the spectra are the lines of Cs I at 8521 Å and 8943 Å. These lines were pointed out in the spectra of very low-mass stars by Tinney (1998), at equivalent widths (EW) of 0.5–1 Å. In the latest of the DENIS objects (DENIS-P J1228.2–1547 and DENIS-P J0205.4–1159) they are present at a whopping EW = 6.5 Å.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Whenever equivalent widths are referred to they are always the pseudo-equivalent width defined by the apparent continua available near the lines, at the resolution of the observations. In practice, no part of the spectrum of these objects is free of molecular absorption, so no absolute continuum is ever available.



TABLE 1  
OBSERVATION LOG

Object	Position* (J2000.0)	270R Exposure (s)	1200R Exposure (s)
DENIS-P J1228.2-1547 .....	12:28:13.8 - 15:47:11	1800	18000
DENIS-P J1058.7-1548 .....	10:58:46.5 - 15:48:00	3600	7200
DENIS-P J0205.4-1159 .....	02:05:29.0 - 11:59:25	5400	...
BRI 0021-0214 .....	00:24:24.6 - 01:58:22	1800	1800
VB 10/LHS 474 .....	19:16:57.9 + 05:09:10	600	...

\* Positions for the DENIS objects are from Delfosse et al. 1997a, those for the remainder are from Tinney et al. 1995. The DENIS-P prefix indicates that these are provisional DENIS objects that have not been produced by the final DENIS catalog pipeline.

Also strong are lines of Rb I at 7800 Å and 7943 Å (Basri & Marcy 1995; Tinney 1998). Interestingly, the lines of Na I and K I, so prominent in late-M dwarfs, seem to become progressively weaker beyond M10.

However, the strongest feature of Figure 1 is the almost counterintuitive weakening of the TiO and VO molecular bands with decreasing temperature. This is primarily due to the formation of dust, which plays an important role in these very

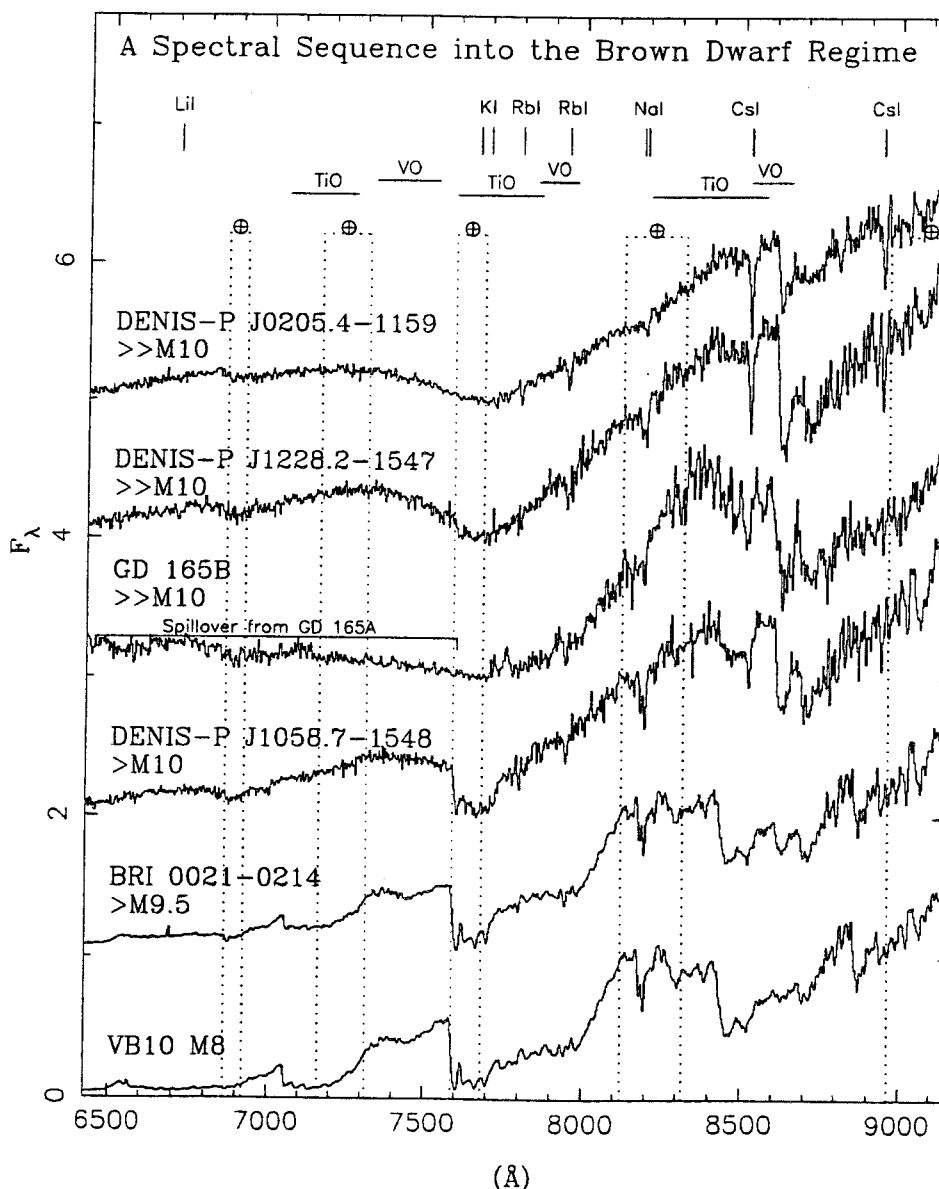


FIG. 1.—Low-resolution (7 Å) AAT spectra of the DENIS brown dwarf candidates (and two comparison spectra) arranged in approximate order of spectral lateness, together with the GD 165B spectrum of Kirkpatrick et al. (1993), which is subject to contamination below 7600 Å. Each spectrum has been normalized to unity at 8800 Å and offset in unit steps for clarity. The spectral types shown are those due to Kirkpatrick et al. (1997) or our estimates on their system. Stellar atomic and molecular absorption features are marked, as are terrestrial absorption features, which have not been corrected.

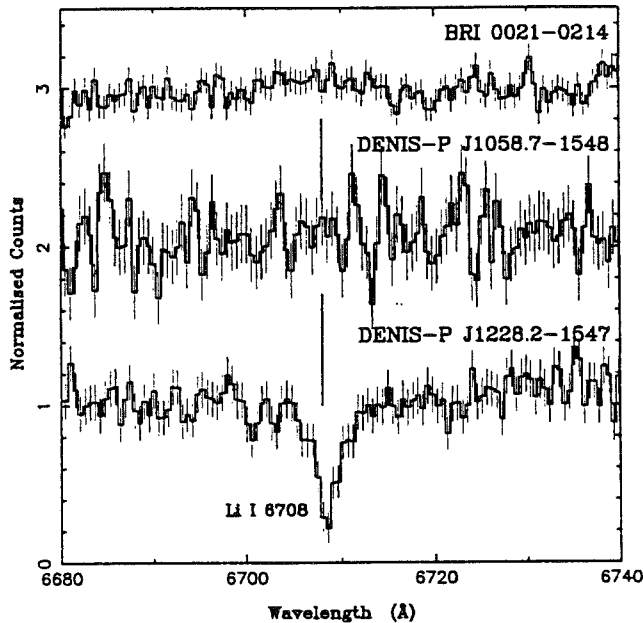


FIG. 2.—High-resolution (1 Å) AAT spectra in the region of the Li I 6708 Å line. Each spectrum has been normalized to unity at 6660–6680 Å and offset in unit steps for clarity. Error bars show the propagated photon-counting uncertainties.

late atmospheres. This is both because of its influence on opacities (e.g., models require opacity due to dust to match the spectral energy distribution of GD 165B—Tsuji et al. 1996) and composition (e.g., the formation of perovskite,  $\text{CaTiO}_3$ , will deplete atmospheres at  $\sim 1600$  K of their TiO, causing these bands to vanish—Allard 1998; Kirkpatrick 1998). Notice in particular the bands near 8500 Å that are weakly present in GD 165B but have vanished at the temperatures of DENIS-P J1228.2-1547 and DENIS-P J0205.4-1159.

The spectra confirm the result of Delfosse et al. (1997a)—these three objects have effective temperatures similar to, or cooler than, GD 165B. Like GD 165B, the three DENIS objects all show weak, or nonexistent, TiO and VO bands, as well as strong lines of Cs I (Kirkpatrick 1997, private communication). In fact, apart from being very red, their spectra look almost nothing like those of late M dwarfs. This supports the suggestion of Kirkpatrick (1998) that an entirely new spectral type is required for this class of objects—based on features like the absence of TiO and VO and the strength of Cs I.

### 3.2. Lithium Spectra

Figure 2 shows the high-resolution spectra obtained for DENIS-P J1228.2-1547 and DENIS-P J1058.7-1548, as well as a comparison spectrum of BRI 0021-0214, which is known to have depleted its lithium (Basri & Marcy 1995). DENIS-P J1228.2-1547 shows a clear Li absorption feature with  $\text{EW} = 2.30 \pm 0.05$  Å. (The quoted uncertainty is based on photon-counting errors and does not include the systematic uncertainty in the “pseudo” equivalent width.) Despite the fact that DENIS-P J1058.7-1548 was observed for only 2 hours (as compared to 5 hours for DENIS-P J1228.2-1547) it clearly *does not* show a Li absorption of a similar strength. We place a 3  $\sigma$  upper limit on this object of  $\text{EW} < 0.5$  Å.

Interpretation of these equivalent widths as Li abundances is made problematic by the lack of published model atmos-

pheres at the required spectral resolution and temperatures. However, based on the models and curves of growth of Pavlenko et al. (1995), which extend to 2000 K, we crudely estimate  $[\text{Li}/\text{H}] = \sim 1-3$ . Delfosse et al. (1997a) estimate absolute magnitudes for DENIS-P J1228.2-1547 and DENIS-P J1058.7-1548 of  $M_K = 12.1 \pm 0.4$  and  $11.4 \pm 0.4$ , respectively. These seem to be confirmed by the Figure 1 spectra, which show DENIS-P J1058.7-1548 being of earlier type than GD 165B ( $M_K = 11.7 \pm 0.2$ ; Dahn 1997, private communication; Tinney, Mould, & Reid 1993), and DENIS-P J1228.2-1547 being of later type. Bolometric corrections have been estimated for only one object at these temperatures (GD 165B, Tinney et al. 1993); however, the uncertainties in  $BC_K$  are, in any case, considerably smaller than those in  $M_K$ . We derive  $M_{\text{bol}} = 15.4 \pm 0.5$  and  $14.7 \pm 0.5$ , or  $\log (L/L_\odot) = -4.3$  and  $-4.0$ . At  $\log (L/L_\odot) = -4.3$ , the presence of *any lithium at all* in DENIS-P J1228.2-1547 constrains the mass to be less than  $0.065 M_\odot$  and the age to be  $\leq 1$  Gyr (Nelson, Rappaport, & Chiang 1993). It is clearly a bona fide brown dwarf—it cannot be a more massive object that has not yet depleted its lithium, since it is more than 10 times fainter than models at the required age ( $\sim 100$  Myr). Conversely, DENIS-P J1058.7-1548 must be more massive than  $0.065 M_\odot$ .

Recently, an improved understanding of convection in cool atmospheres has found that for  $T_{\text{eff}} \leq 2200$  K, the central convection zone does *not* reach into the photosphere (Allard 1998). This lead Allard to suggest that the “Li test” is inappropriate for M10 dwarfs and later. While this is true, objects more massive than  $0.05 M_\odot$  will spend at least  $\approx 3 \times 10^8$  yr at  $T_{\text{eff}} \geq 2300$  K (Chabrier, Baraffe, & Plez 1996; Burrows et al. 1993), during which time their Li will be depleted if central temperatures are high enough (i.e., if their mass is  $\geq 0.065 M_\odot$ ) and will not be depleted if their mass is  $\leq 0.065 M_\odot$ . For objects less massive than  $0.05 M_\odot$  the presence of Li will reflect both the initial Li abundance, and the timescale at which the convective interior drops below the photosphere. In either case, the presence of Li in DENIS-P J1228.2-1547 must imply a brown dwarf nature, since Li would have been totally depleted in an object with its luminosity were it more massive than  $0.065 M_\odot$ .

### 3.3. H $\alpha$ Emission

Interestingly, only one of the DENIS objects reported here shows evidence for H $\alpha$  emission—and that is very weak. Our high-resolution spectra show H $\alpha$  emission with  $\text{EW} = 1.3 \pm 0.4$  Å in DENIS-P J1058.7-1548. We place 3  $\sigma$  upper limits on emission in DENIS-P J1228.2-1547 and DENIS-P J0205.4-1159 of 1.0 and 3.5 Å, respectively. The level of emission in these, presumably old, dwarfs is significantly less than that seen in the Pleiades brown dwarfs (age  $\sim 100$  Myr,  $\text{EW} \approx 5$  Å; Rebolo et al. 1996). In particular, this implies that DENIS-P J1228.2-1547 probably has an age of  $\geq 100$  Myr. Given its luminosity, this imposes a lower mass limit of about  $0.02 M_\odot$  (Burrows et al. 1993).

We also detect H $\alpha$  emission at a level of  $1.30 \pm 0.05$  Å in BRI 0021-0214, in which H $\alpha$  had not previously been detected (Basri, Marcy & Graham 1996). This clearly indicates that chromospheric activity is present in this star, though at a low level.

## 4. CONCLUSIONS

Finally, a brown dwarf has been discovered, just below the brown dwarf limit, conclusively showing us what a brown

dwarf of  $\leq 0.065 M_{\odot}$  looks like. The similarity of the optical and infrared spectra of DENIS-P J1228.2–1547 to that of GD 165B, and the other two DENIS objects presented here, suggests that they too probably lie below the brown dwarf limit. In fact, the available data point to DENIS-P J0205.4–1159 being cooler than DENIS-P J1228.2–1547—Li observations of this object will be made a high priority. Lastly, it is worth emphasising that these three dwarfs were discovered in just the first  $\sim 1\%$  of the DENIS data—many more exciting results can be expected in the future as this survey continues.

We are grateful to Davy Kirkpatrick for discussions on his unpublished GD 165B data and for a thorough referee's report, and to Ben Oppenheimer for helpful discussions about his un-

published Gl 229B data. We are also extremely grateful to the AAO Director, Brian Boyle, for providing the discretionary time in which these observations were carried out. C. G. T. would personally like to thank Nicolas Epchtein and the members of the DENIS team for providing access to DENIS data prior to its general release. The DENIS project is partly funded by the European Commission through the *SCIENCE* and *HCM* grants. It is also supported, in France by INSU, the Education Ministry and CNRS; in Germany by the Land of Baden-Württemberg; in Spain by DGICYT; in Italy by CNR; in Austria by the FFWF and BWF; in Brazil by FAPESP; and in Hungary by an OTKA grant. It is also partly supported by an ESO C&EE grant.

#### REFERENCES

- Allard, F. 1998, in ASP Conf. Ser., *Brown Dwarfs and Extra-solar Planets*, ed. R. Rebolo, E. Martín, & M. Zapatero Osorio (San Francisco: ASP), in press
- Becklin, E. E., & Zuckerman, B. 1988, *Nature*, 336, 656
- Basri, G., & Marcy, G. W. 1995, *AJ*, 109, 762
- Basri, G., Marcy, G. W., & Graham, J. R. 1996, *ApJ*, 458, 600
- Burrows, A., Hubbard, W. B., Saumon, D., & Lunine, J. I. 1993, *ApJ*, 406, 158
- Copet, E., et al. 1997, *A&A*, submitted
- Chabrier, G., Baraffe, I., & Plez, B. 1996, *ApJ*, 459, L91
- Delfosse, X., et al. 1997a, *A&A*, in press
- Delfosse, X., Tinney, C. G., & Forveille, F. 1997b, in preparation
- Epchtein, N. 1997, in *The Impact of Large Scale Near-infrared Surveys*, ed. F. Garzon, N. Epchtein, A. Omont, W. B. Burton, & P. Persi (Dordrecht: Kluwer), in press
- Jones, H. R. A., Longmore, A. J., Jameson, R. F., & Mountain, C. M. 1994, *MNRAS*, 267, 413
- Kirkpatrick, J. D. 1998, in ASP Conf. Ser., *Brown Dwarfs and Extra-solar Planets*, ed. R. Rebolo, E. Martín, & M. Zapatero Osorio (San Francisco: ASP), in press
- Kirkpatrick, J. D., Beichman, C. A., & Skrutskie, M. F. 1997, *ApJ*, 476, 311
- Kirkpatrick, J. D., Henry, T. J., & Liebert, J. 1993, *ApJ*, 406, 701
- Nakajima, T., Oppenheimer, B. R., Kulkarni, S. R., Golimovski, D. A., Matthews, K., & Durrance, S. T. 1995, *Nature*, 378, 463
- Nelson, L. A., Rappaport, S., & Chiang, E. 1993, *ApJ*, 413, 364
- Pavlenko, Y. V., Rebolo, R., Martín, E. L., & García López, R. J. 1995, *A&A*, 303, 807
- Rebolo, R., Martín, E. L., Basri, G., Marcy, G. W., & Zapatero-Osorio, M. R. 1996, *ApJ*, 469, L53
- Shortridge, K. 1993, in ASP Conf. Ser. 52, *Astronomical Data Analysis Software and Systems II* (San Francisco: ASP), 219
- Thackrah, A., Jones, H., & Hawkins, M. 1997, *MNRAS*, 284, 507
- Tinney, C. G. 1998, in ASP Conf. Ser., *Brown Dwarfs and Extra-solar Planets*, ed. R. Rebolo, E. Martín, & M. Zapatero Osorio (San Francisco: ASP), in press
- Tinney, C. G., Mould, J. R., & Reid, I. N. 1993, *AJ*, 105, 1045
- Tinney, C. G., Reid, I. N., Gizis, J., & Mould, J. R. 1995, *AJ*, 110, 3014
- Tsuji, T., Ohnaka, K., Aoki, W., & Nakajima, T. 1996, *A&A*, 308, L29

## 2.7 Perspectives et passage à la fonction de masse

La cartographie DENIS a prouvé sa capacité à identifier des naines brunes massives dans le champ, ainsi qu'à construire une fonction de luminosité des étoiles de très faible masse avec une très bonne statistique. L'utilisation d'environ 1% de DENIS a déjà permis de constituer le plus grand échantillon actuel de naines M tardives (type spectral plus tardif que M7) et de découvrir trois candidats naines brunes dont l'un est confirmé. L'extrapolation à l'intégralité du relevé montre que DENIS va révéler une population de plusieurs milliers de naines plus tardives que M7 et de quelques centaines d'étoiles ou naines brunes plus froides que GD 165B.

Les objets de très faible masse détectés par DENIS fourniront un échantillon idéal pour des programmes de suivi spectroscopique. Vu les magnitudes limites de DENIS, ces étoiles sont suffisamment brillantes pour être facilement observables en spectroscopie. Quelques enjeux de ces études déjà amorcées seront: la formation des bandes du méthane, la condensation de certains éléments dans les grains, la formation de raies atomiques à très faible potentiel d'excitation, la détection de la raie du LiI (670.8 nm).

Les mesures de parallaxes trigonométriques de ces objets sont également relativement faciles, car ils sont proches. Des jeux de données comprenant spectroscopie, photométrie et luminosité seront alors disponibles, et donneront des contraintes essentielles aux modèles théoriques.

Une première fonction de luminosité photométrique a été construite dans cette thèse. Elle possède d'ores et déjà une précision statistique meilleure que toutes les déterminations précédentes, et s'étend jusqu'à des luminosités plus faibles. Cependant beaucoup reste à faire pour améliorer cette construction:

1° Il est indispensable d'améliorer la détermination de la relation couleur-luminosité des étoiles très froides, similaires à GD 165B, ce qui devrait intervenir à court terme. En effet les relations théoriques de l'équipe de l'ENS Lyon (associée à F. Allard) prendront très prochainement en compte la formation de grains dans l'atmosphère, et nous pourrons les contraindre d'ici un an par nos mesures de parallaxe. La fiabilité des relations couleur-luminosité sera alors considérablement améliorée.

2° Il est nécessaire de modéliser plus proprement la dispersion intrinsèque de luminosité à une couleur donnée lors de la correction du biais de Malmquist. Cette dispersion est très certainement non gaussienne et il est par ailleurs important de prendre en compte sa variation en fonction de la couleur. Ceci peut changer très significativement la correction du biais de Malmquist. La manière propre de prendre en compte ces effets consiste à partir d'une distribution réaliste d'âges et de métallicités et à utiliser des modèles théoriques d'évolution et d'atmosphère stellaire pour synthétiser le diagramme couleur-luminosité. Les éléments nécessaires deviennent disponibles et ce travail devrait être entrepris rapidement.

3° Les binaires non résolues créent un biais très important dans la fonction de luminosité (Kroupa et al. 1991, Kroupa 1995b). Il ne peut pas actuellement être corrigé car les deux

paramètres essentiels de cette correction (taux de binaires et distribution des rapports de masse) ne sont pas contraints pour les étoiles de très faible masse. Un effort important est donc à porter sur l'étude observationnelle des systèmes multiples de faible masse.

Le paramètre important pour la densité du voisinage solaire est la fonction de masse plutôt que la fonction de luminosité, il faut donc passer de l'une à l'autre. Ce passage nécessite l'utilisation d'une relation masse-luminosité observationnellement déterminée par l'étude des systèmes binaires, pour lesquels les lois de Kepler permettent de mesurer la masse des composantes. La relation masse-luminosité observationnelle est actuellement très mal contrainte en-dessous de  $0.3M_{\odot}$ . A nouveau son amélioration passe par l'étude des systèmes multiples.

L'étude de la fonction de masse des étoiles de très faible masse et naines brunes pose un problème plus difficile. Le temps de refroidissement des naines brunes étant très long, les naines brunes jeunes (telles que DENIS-P J1228-1547), ont la même luminosité que les étoiles de très faible masse et seront présentes dans les comptages grand champ. La notion de relation masse-luminosité perd alors son sens et il sera nécessaire de déterminer l'âge de chaque objet, en plus de sa luminosité, pour pouvoir estimer sa masse.

## Chapitre 3

# Etude de la binarité des naines M

### Sommaire

---

3.1	La binarité des étoiles de faible masse . . . . .	116
3.2	Relation masse-luminosité et construction de la fonction de masse	120
3.3	Recherche de systèmes multiples spectroscopiques de faible masse avec ELODIE . . . . .	123
3.4	Conclusions et perspectives . . . . .	145

---

L'étude des systèmes multiples est un sujet des plus classiques mais qui se trouve actuellement en plein renouveau suite à des avancées instrumentales et théoriques. La multiplicité stellaire est un paramètre observationnel clef pour de nombreuses questions astrophysique:

Comme nous l'avons précédemment vu les études de binarité des naines M interviennent à deux niveaux dans la détermination de la fonction de masse: (1°) la statistique de binarité doit être connue pour corriger le biais de la fonction de luminosité provoqué par les systèmes multiples non-résolus, (2°) la détermination des paramètres orbitaux est l'une des *rare*s méthodes observationnelles de mesure directe de la masse des étoiles, et donc l'unique technique qui contraint la relation masse-luminosité utilisée pour déduire la fonction de masse à partir de la fonction de luminosité.

L'étude de la multiplicité stellaire apporte aussi des contraintes fondamentales sur les scénarios de formation stellaire (Clarke 1992, Bodenheimer et al. 1991). Ceux-ci doivent en effet reproduire les proportions relatives de systèmes simples, doubles, et multiples, ainsi que la fonction de distribution des éléments orbitaux (excentricité  $e$ , période  $P$ , rapport de masse  $q = M_2/M_1$ ) et leurs corrélations.

La recherche de compagnons est aussi une méthode privilégiée pour découvrir des objets substellaires ( $M < 0.08 M_\odot$ ). La naine brune la plus froide actuellement connue, Gl 229B, ainsi

que l'objet ayant précédemment possédé ce record pendant de longues années, GD 165B, sont tous les deux des secondaires de systèmes doubles.

Dans ce chapitre, je ferai tout d'abord une revue succincte des études de multiplicité des étoiles de faible masse (naines G, K et M) et de leur relation masse-luminosité. Je présenterai ensuite le programme de recherche de binaires ayant pour primaire une naine M, mené pendant cette thèse, ainsi que ses premiers résultats.

### 3.1 La binarité des étoiles de faible masse

#### 3.1.1 Les étoiles G et K de la séquence principale

Une revue détaillée des études de binarité des naines G, au cours des 30 dernières années, peut être trouvée dans Duquennoy et Mayor (1991).

La fraction de systèmes multiples parmi les naines G est bien déterminée et vaut  $\sim 60\%$  (Duquennoy et Mayor 1991, Tokovinin 1992). L'autre paramètre essentiel pour la correction du biais de binarité, dans la fonction de luminosité photométrique, la distribution du rapport de masse  $q$ , est plus incertain. Des travaux anciens (Abt et Levy 1976, Trimble 1986) montraient une prédominance des systèmes de deux étoiles de masses similaires. Ce pic, pour  $q \sim 1$ , était attribué aux systèmes serrés dont les deux composantes se sont formées par fragmentation du même nuage (Abt et Levy 1978, Trimble 1978). Il a depuis été montré que les échantillons de Abt et Levy (1976) et Trimble (1986) sont affectés de biais favorisant l'inclusion de SB2 (binaires dont les spectres des deux composantes sont observables) qui ont généralement des rapports de masse proche de 1 (Branch 1976, Scarfe 1986). Des études plus récentes (Halbwachs 1986, 1987, Duquennoy et Mayor (1991)) n'indiquent pas de pic pour  $q = 1$ , mais un possible maximum autour de  $q = 0.3$  ou une croissance de la distribution vers les faibles valeurs de  $q$ . Mazeh et al. (1992), en reprenant les étoiles de l'échantillon de Duquennoy et Mayor (1991) de période plus courte que 3000 jours, estiment que la distribution du rapport de masse est essentiellement plate, avec peut-être une croissance pour les petits rapports de masse.

Pour les naines K, Halbwachs et al. (1997) trouvent une distribution des paramètres orbitaux similaire à celle des naines G. En ajoutant l'échantillon des naines G de Duquennoy et Mayor (1991) à leur échantillon de naines K, Halbwachs et al. (1997) obtiennent pour les périodes inférieures à 10 ans une distribution du rapport de masse plate mais statistiquement très peu contrainte.

Ces différents résultats montrent 1° , qu'il est essentiel de définir des échantillons bien définis et non biaisés et 2° , qu'un très gros effort observationnel doit être fourni pour obtenir un échantillon suffisamment grand pour que les distributions des éléments orbitaux soient statistiquement probantes.

### 3.1.2 La multiplicité des étoiles jeunes de faible masse

En ce qui concerne la multiplicité des étoiles jeunes, deux populations se distinguent nettement:

1° Les étoiles très jeunes (1 à 10 millions d'années) des associations du Taureau et d'Ophiucus présentent un taux de binaires de 80% à 100% (Ghez et al. 1993, Leinert et al. 1993, Reipurth et Zinnecker 1993, Simon et al. 1995) beaucoup plus élevé que celui des étoiles du voisinage solaire (~60%).

2° Au contraire, les amas jeunes des Pléiades (Mermilliod et al. 1992, Bouvier et al. 1997), Hyades (Gizis et Reid 1995) ou de Orion (Prosser et al. 1994) possèdent un taux de binarité très proche du voisinage solaire.

La différence entre le taux de multiplicité des associations T Tauri (Taureau et Ophiucus) et du voisinage solaire peut être interprétée, soit comme une évolution du taux de binaires dans le temps, avec une destruction des systèmes multiples (Ghez et al. 1994), soit comme indication des modes de formation d'étoiles différents pour les étoiles des associations T Tauri et celles du champ (Prosser et al. 1994, Bouvier et al. 1996). La similitude entre les taux de binarité des étoiles du champ et des amas ouverts, favorise la seconde hypothèse. Ceci impliquerait que la majorité des étoiles du champ serait nées dans des amas proto-stellaires denses plutôt que dans des associations T Tauri (Bouvier et al. 1997).

### 3.1.3 Les naines M: méthode de détection

De nombreuses recherches de compagnons ont été menées sur les naines M du voisinage solaire. Des techniques instrumentales très variées ont été utilisées pour ces recherches de systèmes multiples de faible masse du voisinage solaire. Elles sont souvent complémentaires, ayant pour cibles des systèmes de périodes différentes.

Ces objets étant peu lumineux, beaucoup de ces études ont cependant été limitées aux naines M les plus brillantes (les plus proches ou les plus massives) par leurs limites instrumentales. Par contre, très peu se sont intéressées à un échantillon systématique, ce qui rend difficile une étude non biaisée de la statistique de multiplicité de ces objets.

#### Vitesse radiale

Les recherches spectroscopiques de binaires, détectent les variations de vitesses radiales de la primaire (par effet Doppler) causées par le mouvement orbital du couple et sont sensibles aux périodes courtes ( $P \lesssim 10 - 20$  ans). Un grand nombre de ces programmes observationnels a été mené sur les naines M du voisinage solaire (Cowley et Hartwick 1982, Bopp et Meredith 1986, Young et al. 1987, Upgren et Caruso 1988, Upgren et Harlow 1996, Marcy et al. 1987, Marcy et Benitz 1989, Tokovinin 1992, Reid et Gizis 1997). Les précisions des mesures de ces différentes études sont très variables et vont de  $10 \text{ km.s}^{-1}$  (Cowley et Hartwick 1982) à environ  $300 \text{ m.s}^{-1}$  (Marcy et Benitz 1989), le plus grand nombre ayant des incertitudes de



l'ordre de  $1 \text{ km.s}^{-1}$ . En dehors de Reid et Gizis (1997), ces programmes se sont intéressés uniquement aux naines M les plus brillantes (ce qui implique en général des types spectraux plus précoces que M3-M4).

La précision des meilleures mesures (Marcy et Benitz 1989) aurait été suffisante pour détecter des objets de masses supérieures à  $0.03 M_{\odot}$  en orbite autour des naines M, pour toute période inférieure à 8 ans.

Ces différents travaux ont permis la découverte de quelques nouvelles binaires. Les compagnons de plus faible masse ainsi révélés ont des masses d'environ  $0.1 M_{\odot}$ .

### Haute résolution angulaire

Les techniques de haute résolution angulaire, optique et infrarouge, ont souvent été utilisées pour étudier la binarité des naines M. Les observations en interférométrie des tavelures (Perrier 1986) et en optique adaptative permettent ainsi de résoudre les systèmes de séparation angulaire supérieure à  $0.1''$ - $0.2''$ . Pour une distance de 10 pc, cela permet de détecter les binaires de périodes supérieures à environ un an.

Les différents interféromètres infrarouges, actuellement en développement, permettront très prochainement de résoudre des systèmes beaucoup plus serrés, jusqu'à des périodes de l'ordre du mois.

En interférométrie des tavelures infrarouge, Henry et McCarthy (1990) ont mené une recherche systématique de compagnons, autour des naines M de l'hémisphère Nord distantes de moins de 5 pc. Ce travail a révélé deux nouvelles étoiles de très faible masse (GJ 1245C et Gl 866B). Il a ensuite été complété pour les étoiles de l'hémisphère Sud (Leinert et al. 1997) avec la même limite de distance et pour celles de l'hémisphère Nord à moins de 8 pc (Henry et McCarthy 1992). Ces recherches sont sensibles aux binaires de séparation angulaire de  $0.2''$  à  $5''$  (séparation physique de 1 à 25 unités astronomiques à 5 pc).

De nombreuses autres recherches de systèmes multiples de très faible masse ont été effectuées par interférométrie des tavelures mais sans s'attacher à un échantillon statistiquement bien défini (Blazit et al. 1996, Al-Shukri et al. 1996, etc, ...).

### Recherche profonde de compagnons "éloignés"

Ces études recherchent des compagnons éloignés de la primaire mais de très grands contrastes de luminosité. Elles visent donc des compagnons de très faible masse (et naines brunes) à des séparations physiques supérieures à plusieurs dizaines d'u.a. (voire au-delà de 100 u.a., pour certains programmes).

Aux plus grandes séparations, la principale difficulté de ces programmes est de distinguer un compagnon faible des étoiles lointaines du champ. Cela rend fréquemment nécessaire un suivi astrométrique, qui permet de s'assurer que le mouvement propre du compagnon est le même que celui de la primaire.

Pour les naines M du voisinage solaire, les recherches de compagnons éloignés en infrarouge (Jameson et al. 1983, Skrutskie et al. 1989, Simmons et al. 1996) n'ont pour l'instant permis la découverte que d'une seule nouvelle étoile.

D'autres programmes ont par ailleurs utilisé un coronographe pour éclipser la primaire, ce qui permet la détection de compagnons à un très fort contraste et relativement proches de la primaire (Nakajima et al. 1994). Ils ont permis la découverte d'une naine du voisinage solaire de type spectral M 7, Gl 105C (Golinowski et al., 1995), et surtout de la naine brune la plus froide actuellement connue, Gl 229B (Nakajima et al. 1995).

### Astrométrie

Historiquement, de nombreuses binaires ont été détectées par des observations astrométriques, via l'observation du mouvement réflexe de la primaire, provoqué par le mouvement orbital du couple. Avec l'émergence d'interféromètres infrarouges qui donneront des précisions astrométriques de l'ordre de  $\sim 10 \mu\text{arcseconde}$ , cette méthode va reprendre tout son intérêt, et pourra même détecter des systèmes planétaires.

#### 3.1.4 Statistique de binarité des naines M

Les paramètres de binarité des naines M du champ sont actuellement très incertains. La principale difficulté est l'absence d'études de binarité complètes pour ces objets. Certains programmes ne sont sensibles qu'à une gamme de périodes (ou de contrastes lumineux primaire-secondaire) très restreinte, et les échantillons des autres sont trop mal définis pour permettre une étude statistique. Beaucoup de ces programmes recherchent en effet avant tout des naines brunes, et leurs échantillons sont définis pour maximiser l'efficacité dans ce but, en fonction des limitations instrumentales. Ils sont donc très souvent limités en magnitude apparente, et non en distance, ce qui rend très délicate toute étude statistique.

L'incomplétude de l'échantillon de systèmes pose un autre problème majeur. Le nombre de systèmes stellaires connus croît en effet moins vite que  $d^3$  (voir la figure 3.1), ce qui montre clairement que des systèmes sont encore à découvrir (Henry et al. 1997). Si l'on suppose que tous les systèmes sont connus dans un rayon de 5 pc, il en reste ainsi une centaine à découvrir dans 10 pc (Henry et al. 1997, Figure 3.1). L'échantillon à partir duquel on peut estimer la statistique de multiplicité des naines M est donc lui-même incomplet, ce qui augmente encore les incertitudes.

Malgré ces difficultés, Fisher et Marcy (1992) ont cherché à établir le taux de binaires des naines M, à partir des recherches de systèmes multiples effectuées dans 20 pc. En appliquant d'importantes corrections d'incomplétude, ils estiment que  $42 \pm 9\%$  des naines M ont un compagnon. D'autre part, l'échantillon constitué des étoiles à moins de 5 pc a été la cible de très nombreuses recherches de binaires et il est généralement considéré que la presque totalité des compagnons y ont été découverts pour les naines M. Le taux de binaires connues y est de  $26 \pm 9\%$  (Leinert et al. 1997). Ces deux études semblent donc indiquer que le taux de binaires

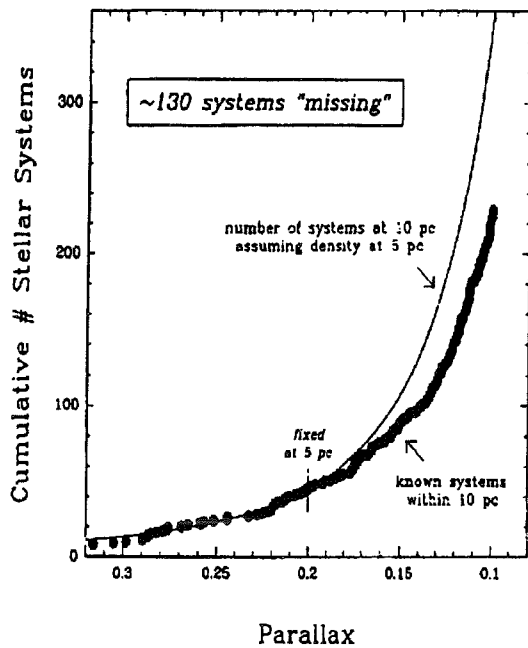


FIG. 3.1 – Les points indiquent le nombre cumulé de systèmes stellaires connus dans 10 pc. Le trait indique le nombre de systèmes en supposant que tous les systèmes sont connus jusqu'à 5 pc. ~130 systèmes restent alors à découvrir dans 10 pc (figure tirée de Henry et al. 1997)

est nettement plus faible pour les naines M que pour les naines G ou K. Si cela se confirme, la correction du biais de binarité dans la fonction de luminosité photométrique est moins importante que l'estimation de Kroupa (1995b), ce qui rend cette dernière plus difficilement compatible avec la fonction de luminosité du voisinage solaire. Les conclusions de Fisher et Marcy (1992) reposent cependant sur des corrections de complétude très importantes (et incertaines), et l'échantillon à 5 pc est constitué de très peu d'étoiles. Il est donc important d'établir le taux de binarité des naines M avec un échantillon plus probant.

### 3.2 Relation masse-luminosité et construction de la fonction de masse

L'application des lois de Kepler aux étoiles binaires permet la mesure directe de masses stellaires et ce sont donc les seuls objets qui permettent une détermination observationnelle de la relation masse-luminosité. Cette relation est une donnée essentielle pour déduire la fonction de masse de la fonction de luminosité. La fonction de masse s'exprime en effet comme le produit de la fonction de luminosité par la pente de la relation masse-luminosité:

$$\frac{dN}{dM} = \frac{dN}{dL} \times \frac{dL}{dM} \quad (3.1)$$

L'étude des systèmes multiples est donc de première importance pour la détermination de la fonction de masse.

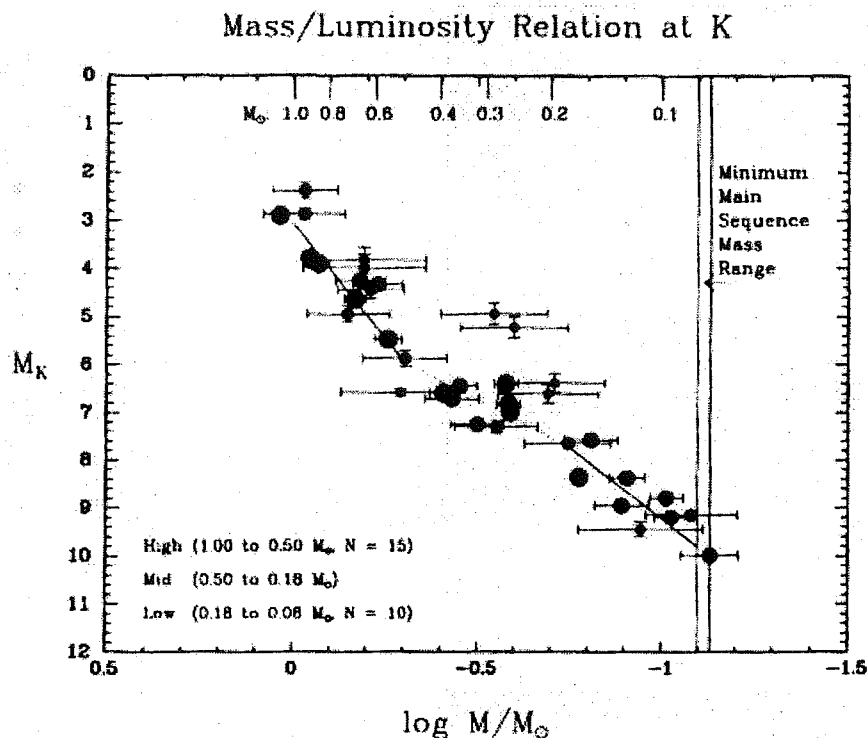


FIG. 3.2 – Relation masse luminosité ( $M_K$ ) de Henry et McCarthy (1993)

### 3.2.1 Relation masse-luminosité observationnelle pour les étoiles de très faible masse

Les mesures de masses d'étoiles de très faible masse sont rares, et le plus grand nombre provient actuellement de Henry et McCarthy (1993) (Figure 3.2). La plupart de ces mesures sont obtenues en combinant des paramètres orbitaux d'origine astrométrique et quelques mesures en interférométrie des tavelures. En dessous de  $0.3 M_\odot$  la relation masse-luminosité observationnelle n'est actuellement déterminée que par une quinzaine de mesures peu précises.

### 3.2.2 Relation théorique

De nombreux modèles théoriques de la relation masse-luminosité des étoiles de très faible masse ont été produits au cours des dernières années (Burrows et al. 1989, 1993, D'Antona et Mazzitelli 1994, Chabrier et al. 1996, Chabrier et Baraffe 1997 (voir figure 3.3)).

Tous ces modèles montrent deux changements de pente bien visibles (Figure 3.3). Tout d'abord, la pente diminue pour des masses de l'ordre de  $0.3\text{--}0.5 M_\odot$ . Ce changement de pente correspond à la recombinaison de  $H_2$  dans l'atmosphère (Kroupa et al. 1990). Le second changement de pente de la relation masse-luminosité se produit vers  $0.1 M_\odot$ . Il est causée

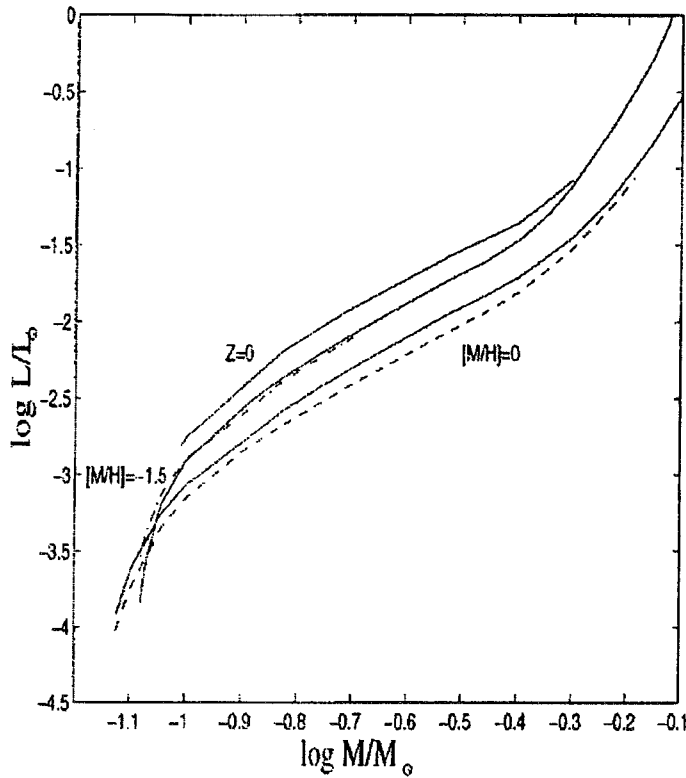


FIG. 3.3 – Relation masse luminosité théorique de Chabrier et Baraffe (1997) obtenue pour différentes métallicités (traits pleins) en utilisant les modèles d’atmosphère “NextGen” (Allard et al 1996), comparée à la relation de Baraffe et al (1995) (pointillés) basé sur les modèles “Base” (Allard et Hauschildt 1995).

par le passage de l’intérieur stellaire du régime classique au régime dégénéré (Chabrier et Baraffe 1997).

Si tous les modèles prédisent ces deux changements de pente, ils diffèrent par contre sur les valeurs de ces pentes. Chabrier et Baraffe 1997 montrent notamment que l’utilisation d’un modèle d’atmosphère gris produit une relation masse-luminosité incorrecte pour les étoiles de très faible masse.

Le premier changement de pente est visible sur la relation observationnelle de la figure 3.2 (pour  $M_K \sim 6$ ). Par contre le second ne l’est pas encore, car aucune masse suffisamment faible n’a été mesurée. Il n’y a donc pas de contraintes observationnelles dans cette zone où les modèles théoriques sont également assez incertains, car elle correspond également à la masse où la poussière photosphérique devient importante.

### 3.2.3 Effets sur la fonction de luminosité et sur la construction de la fonction de masse

De tels changements de pente dans la relation masse-luminosité ont des effets très importants sur la fonction de luminosité. Ainsi, le pic de la fonction de luminosité pour ( $M_I \sim 8.5$ ,  $M_V \sim 11.5$ , chapitre 2) est complètement expliqué par la diminution de la pente de la relation masse-luminosité lors de la recombinaison de  $H_2$  (Haywood 1994, Kroupa et Tout 1997), et ne correspond pas à un pic dans la fonction de masse.

Les naines brunes jeunes ont une température similaire à celle des étoiles de très faible masse et poseront un problème important lors de la construction de la fonction de masse. Des objets, très peu massifs mais encore lumineux, telle que la naine brune jeune DENIS-P J1228-1547, seront assez nombreux dans les futurs comptages grand champ, et créeront une dispersion très importante de la masse pour une luminosité donnée. Il deviendra alors *impossible* d'utiliser *une unique relation masse-luminosité* pour construire la fonction de masse. Il sera donc nécessaire de rechercher des estimateurs d'âge (gravité?) dans le spectre des objets pour appliquer à chacun la relation masse-luminosité qui lui correspond.

Vu l'importance de la relation masse-luminosité pour la construction de la fonction de masse, il est essentiel de chercher des binaires pouvant à terme donner des contraintes observationnelles nouvelles *et précises* sur cette relation.

## 3.3 Recherche de systèmes multiples spectroscopiques de faible masse avec ELODIE

En Septembre 1995 nous avons débuté un programme systématique de recherche de binaires spectroscopiques qui utilise le spectrographe ELODIE (Baranne et al. 1996) installé au foyer du télescope de 1.93 m de l'observatoire de Haute-Provence. Ce spectrographe mesure les vitesses radiales avec une très haute précision ( $\sim 12 \text{ m.s}^{-1}$ ) et a permis la découverte de la première planète extra-solaire (Mayor et Queloz 1995).

### 3.3.1 Précision des mesures

ELODIE mesure la vitesse radiale en corrélant numériquement le spectre de l'étoile avec un masque binaire (0/1). Le masque par défaut est construit à partir du spectre d'une étoile K0III et est très mal adapté aux naines M. J'ai donc construit un masque binaire pour naines tardives, en appliquant la méthode d'optimisation de Baranne et al. (1979), à un spectre à bon rapport signal sur bruit de Gl 699 (de type spectral M4, également plus connue sous le nom de l'étoile de Barnard). Par rapport au masque K0III, ce masque permet un gain de précision sur la mesure de la vitesse radiale d'un facteur 2 pour une étoile de type spectral M0 et d'un facteur 10 pour une M5. Pour des temps de pose "raisonnables" (entre 15 minutes et 1 heure), il permet d'atteindre une précision qui varie entre  $\sim 12 \text{ m.s}^{-1}$  (limite instrumentale) pour les

étoiles plus brillantes que  $V=10$  et  $\sim 70 \text{ m.s}^{-1}$  pour  $V=15$ . La construction du masque, ainsi que les performances obtenues, sont discutées en détails dans l'article "New neighbours: I - 11 new companions to solar neighbourhood M dwarfs" présenté dans ce chapitre.

### 3.3.2 Echantillon

L'échantillon choisi pour cette étude contient toutes les naines M pour lesquelles la troisième édition du catalogue des étoiles proches (CNS3, Gliese et Jahreiss 1991) donne une distance inférieure à 9 pc et une déclinaison supérieure à  $-16^\circ$  (déclinaison limite pour l'OHP). 136 étoiles répondent à ces critères, 7 ont été rejetées car trop faibles pour la sensibilité limite de l'instrument ( $V=15$ ) et 2 sont trop proches de compagnons brillants (naines G) pour être observables. Une description plus détaillée de cet échantillon se trouve dans l'article "Rotation and chromospheric activity in field M dwarfs" qui est présenté dans le chapitre 4.

Nous avons décidé d'observer un échantillon limité en volume pour qu'il soit statistiquement valide. Compte tenu de la limitation en magnitude ( $V < 15$ ), notre échantillon est complet (aux limites de complétude du catalogue de Gliese près) entre les types spectraux M0 et M5, puis incomplet de M5.5 à M6.5. Aucune étoile de type spectral plus tardif ne peut pour l'instant être observée avec ELODIE. D'autre part pour certains de ces objets seule une parallaxe photométrique imprécise est disponible.

### 3.3.3 Objectifs de ce programme et couplage avec l'optique adaptative

Ce programme a plusieurs objectifs, dont certains nécessitent aussi des observations utilisant des systèmes d'optique adaptative.

#### Objectifs

Un objectif à long terme est la détermination de la statistique de binarité pour les naines M. Cependant, l'échantillon étant relativement petit (125 objets), la précision statistique sur les distributions des éléments orbitaux restera modeste. Il serait dans le futur souhaitable d'étendre ce programme à un échantillon plus important.

La mesure précise de masses d'étoiles est un objectif essentiel de ce programme. Les mesures de vitesses radiales ne permettent pas de déterminer l'inclinaison de l'orbite (angle  $i$ ) et ne peuvent donc fournir que des limites inférieure sur les masses (à un facteur  $\sin^3 i$  près). Il est nécessaire de séparer angulairement le couple pour lever cette inconnue. La combinaison de mesures de vitesses radiales et de mesures angulaires (séparation des deux composantes). Avec les précisions qui caractérise ELODIE et les systèmes d'optique adaptative, il est possible d'obtenir une précision sur les masses meilleure que 1%, comme le montre l'exemple de Gl 570B (Forveille et al. 1997). A des distances inférieures à 10 pc des mesures conjointes en spectroscopie et en optique adaptative sont possibles pour des couples de périodes comprises entre 1 et 10 ans.

Enfin des objectifs à beaucoup plus court terme sont la détection des la majorité des systèmes binaires, ce qui nous apportent une meilleure connaissance de notre proche voisinage stellaire, ainsi que la recherche de compagnons substellaires ( $M < 0.08 M_{\odot}$ ) dont la fréquence reste inconnue.

### Couplage avec des programmes de recherche de systèmes multiples en optique adaptative

La mesure précise de masses d'étoiles inférieures à  $0.3M_{\odot}$ , de même que la recherche spectroscopique de compagnons substellaires ne nécessite pas que la primaire soit elle-même une naine M. Un compagnon de masse donnée est, même à distance égale, plus facilement détecté en vitesse radiale autour d'une naine G que d'une naine M. La plus grande amplitude de la vitesse radiale du primaire ne compense en effet pas complètement la perte en signal due à sa plus faible luminosité. Mais d'autres considérations plus importantes, favorisent a contrario, les primaires M pour des mesures de masses précises.

- La détection directe du secondaire (optique adaptative ou interférométrie) est plus aisée et plus précise autour d'un primaire de faible masse, dont le contraste de luminosité avec le compagnon reste modéré. Pour un secondaire de  $0.08M_{\odot}$  (M9), on a  $\Delta K \sim 2.5\text{mag}$  et  $\Delta V \sim 5\text{mag}$  avec un primaire M4 ( $0.25M_{\odot}$ ), à comparer avec  $\Delta K \sim 7.5\text{mag}$  et  $\Delta V \sim 12.5\text{mag}$  pour un primaire G5 ( $1M_{\odot}$ ).
- Pour une bonne précision sur les masses, il est préférable de mesurer la vitesse radiale du secondaire. Là aussi le contraste de luminosité facilite cette mesure lorsque le primaire est une naine M.
- Les étoiles de faible masse étant les plus nombreuses dans la galaxie, les objets que nous observons sont très proches. A séparation linéaire donnée, leurs compagnons seront donc plus facilement séparés par des observations à haute résolution angulaire.
- Enfin, les compagnons des naines M sont statistiquement moins massifs que ceux des naines G, ne serait-ce que parce que leur masse est par définition inférieure à celle d'un primaire lui-même de faible masse.

Ce programme est couplé de près avec les programmes de recherches de compagnons par imagerie en optique adaptative (menés par Beuzit et al., au CFHT et à l'ESO), avec un fort recouvrement des listes de sources. Les deux approches sont en effet complémentaires: les mesures de vitesses radiales sont surtout sensibles aux binaires de périodes inférieures à  $\sim 10$  ans, et l'imagerie à haute résolution aux binaires de périodes supérieures à quelques mois. Elles permettront donc, ensemble, de déterminer la statistique de binarité pour toutes les séparations, et l'étendue de leur zone de recouvrement garantit un nombre significatif de mesures conjointes, et donc de déterminations de masses.



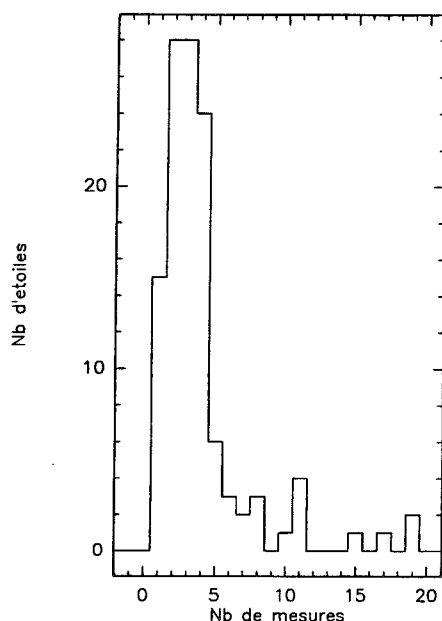


FIG. 3.4 – *Nombre de mesures par étoile.*  
*La majorité des objets a pour l'instant moins de 4 mesures. Les étoiles possédant un grand nombre de mesures sont des binaires à courte période, dont nous avons souhaité rapidement déterminer les éléments orbitaux.*

### 3.3.4 Etat d'avancement du programme et premiers résultats

La figure 3.4 montre le nombre de mesures de vitesse radiale par étoile à la date du 1<sup>er</sup> septembre 1997. Un grand nombre d'étoiles a moins de 4 mesures (et environ 45 ont 1 ou 2 mesures). Il est clair que beaucoup de ces objets pourraient être multiples sans que nous l'ayons détecté. Nos détectations actuelles de systèmes multiples sont très fortement biaisées vers les périodes courtes (détectables plus rapidement) et des rapports de masse proches de 1. En effet, les systèmes binaires composés de deux étoiles de masses comparables apparaissent comme des SB2 (binaires spectroscopiques où le spectre de chaque étoile est détectable) qui peuvent être détectées avec une seule mesure dans le meilleur des cas. Il est donc clair que l'étude de la statistique de binarité n'a pu encore débiter.

Du point de vue de la mesure de masses, étant donné la nécessité de disposer de mesures en vitesse radiale et en optique adaptative sur l'intégralité de l'orbite, aucune masse ne peut être encore donnée. Cependant nous disposons d'un début d'orbite, en vitesse radiale à haute précision, pour quelques systèmes de périodes de 2 ou 3 ans. Des masses devraient donc être mesurées dans le courant de l'année 1998.

### Connaissance du voisinage solaire

Ce programme, couplé aux recherches de binaires en optique adaptative a déjà découvert un grand nombre de nouveaux compagnons de naines M du voisinage solaire, et ainsi permis de mieux appréhender le voisinage solaire. Beaucoup de ces nouveaux systèmes ne possédaient pas de parallaxes trigonométriques dans le CNS3, mais uniquement des parallaxes photométriques. En corrigeant la parallaxe photométrique pour la multiplicité (une étoile binaire dont les deux composantes ont la même masse est deux fois plus lumineuse que l'estimation pho-

tométrique, et donc  $\sqrt{2}$  fois plus lointaine), beaucoup de ces nouvelles binaires sont rejetées au-delà de 9 pc. Les toutes récentes mesures d'HIPPARCOS confirment ce résultat.

Ceci montre que le voisinage solaire est encore très mal connu, même à une distance aussi faible que 9 pc. Deux effets s'opposent: (1°) la densité locale en étoiles est surestimée par l'inclusion de systèmes dont la multiplicité n'est pas connue et dont la parallaxe trigonométrique n'est pas déterminée; (2°) la densité locale est sous-estimée car un nombre important de compagnons est à découvrir (pour l'instant notre étude est fortement biaisée vers les périodes courtes et les binaires possédant des rapports de masse proches de 1). Enfin un nombre important de systèmes reste à découvrir dans un rayon de 9 pc (Henry et al. 1997).

Il semble donc toujours prématuré de se baser sur un tel échantillon pour estimer le taux de binarité des naines M ou pour construire la fonction de luminosité du voisinage. Seul l'échantillon à moins de 5 pc semble être pratiquement complet, mais il est malheureusement très petit.

Cette étude et ces conclusions sont présentées avec plus de détails dans l'article suivant:

New neighbours:  
I – 11 new companions  
to solar neighbourhood M dwarfs

Xavier Delfosse<sup>1</sup>, Thierry Forveille<sup>1</sup>, Jean-Luc Beuzit<sup>1,2,3</sup>, Stéphane Udry<sup>2</sup>, Michel Mayor<sup>2</sup>,  
Christian Perrier<sup>1</sup>

1. Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, URA CNRS 708, B.P. 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France.
2. Observatoire de Genève, CH-1290 Sauverny, Switzerland
3. Canada-France-Hawaii Telescope Corporation, P.O. Box 1597, Kamuela, HI 96743, U.S.A.

article en préparation pour *Astronomy & Astrophysics*

## 1 abstract

We present the first results of a long-term radial velocity search for M dwarfs binaries. We measured a nominally volume-limited sample ( $d < 9\text{pc}$ ) of 125 field M dwarfs with the ELODIE spectrograph on the 1.93 m telescope of the Observatoire de Haute Provence. The measurement accuracy for these faint and very red stars range between  $15\text{m.s}^{-1}$  and  $70\text{m.s}^{-1}$ , depending on their apparent magnitudes. Older data from the CORAVEL spectrograph complement the accurate ELODIE measurements and extend our time base, albeit with lower precision. Diffraction limited ( $\sim 0.1''$ ) images were also obtained for some systems using the PUEO (CFHT) and ADONIS (ESO 3.6m) adaptive optics systems.

After 1.5 year, we have discovered 11 previously unknown components in this 125 stars solar neighbourhood sample. We have derived orbital elements for half of them, as well as for a few known binaries with previously undetermined orbits. One system, G 203-47, associates an M3.5V star with a white dwarf in a rather tight orbit ( $a_1 \sin i = 15 R_\odot$ ) and must represent a significant constraint on post-AGB survival of close binaries. Some of the new M dwarfs binaries can over the next few years provide precise mass measurements, and will constrain the poorly determined lower main-sequence mass-luminosity relation.

A number of the new multiple systems had no trigonometric parallax in the CNS3, and were initially included in the nominal  $d < 9\text{pc}$  volume on the basis of a CNS3 photometric parallax. Correcting the photometric distance for multiplicity, 7 of these are actually beyond the 9 pc limit, as confirmed for most by recent Hipparcos or ground-based trigonometric parallaxes. New distances exclude another 6 systems from the 9 pc volume, and add only one new system. These changes increase the significance of the known incompleteness of the nearby M dwarf sample beyond 5 pc. The new companions on the other hand add 5 stars to the sample volume, with a strong selection bias towards large mass ratios and short periods. This indicates that it is still premature to derive a low-mass star luminosity function from local samples beyond  $\sim 5$  pc.

## 2 Introduction

Binarity is a key observational parameter for many astrophysical questions. One particularly important such issue is whether low mass stars and brown dwarfs make up the disk dark matter: at present the local mass function for very low mass stars is too poorly constrained (Tinney et al.) to settle this question. The DENIS and 2MASS near infrared surveys will soon provide photometric luminosity functions with very good statistical precision, down to the brown dwarf domain (Delfosse et al. 1997a, 1997b, Kirkpatrick et al. 1997). The corrections for unresolved binaries and the mass-luminosity relation will then be the main uncertainty sources for the local stellar mass function. Below  $\sim 0.3 M_\odot$ , the mass-luminosity relation (Henry & McCarthy 1993) is still determined by rather few observational data points, and most of them are far less accurate than one would like. One thus clearly needs more accurate orbital elements for low mass binaries, which provide the only direct stellar mass determinations. A better knowledge of the low mass stellar multiplicity statistics is also needed to correctly account for the effect of unresolved systems on the mass and luminosity functions: at present, different plausible assumptions on stellar multiplicity (Kroupa 1995; Reid & Gizis 1997) lead to very different luminosity functions at very low masses. The stellar multiplicity statistics also contains important information on both star formation processes and dynamical evolution of stellar systems, as reviewed for instance by Duquennoy & Mayor

(1991).

While the binarity statistics is now quite well determined for G (Duquennoy & Mayor 1991) and K dwarfs (Halbwachs et al. 1997), this is not yet the case for the fainter M dwarfs. The only well defined M dwarf sample for which the multiplicity information can be considered complete is the (small) Henry & McCarthy (1990) sample of northern M dwarfs within 5.3 pc. A number of programs have searched for M dwarf companions beyond this distance, using different techniques: radial velocity monitoring (Marcy & Benitz 1989; Bopp & Meredith 1986; Young et al. 1987; Uppgren & Caruso 1988, Tokovinin 1992, Uppgren & Harlow 1996), deep infrared imaging (Skrutskie et al. 1989; Nakajima et al. 1994; Simons et al. 1996) astrometry and speckle or adaptative optics imaging (Henry & McCarthy 1992; Perrier et al. 19??, Beuzit et al. 19??). Taken together, these programs are however not sensitive to all binary separations for statistically well defined samples. Reid & Gizis (1997) for instance compiled extensive multiplicity information for a northern 8 pc sample, but had to conclude that, in spite of Henry & McCarthy's (1992) extensive speckle work, the information they could gather remains incomplete.

Since September 1995, we search volume-limited samples of nearby M dwarfs for companions, combining three observing techniques which together ensure good sensitivity at all separations for stars and brown dwarfs, and some useful sensitivity for giant planets:

- highly accurate (10-70 m/s) radial velocities are measured with the ELODIE spectrograph at the Observatoire de Haute Provence (Baranne et al. 1996), which was also used in the discovery of the first extra-solar planet (Mayor and Queloz 1995); they are combined with older CORAVEL data to extend our base-time at lower accuracy;
- high angular resolution images are obtained with the ESO (ADONIS) and CFHT (PUEO) adaptative optics systems, to look for relatively massive companions at small separations;
- deep adaptive optics coronagraphic images (Beuzit et al. 1997), are sensitive to lower mass companions at slightly larger separations.

In this first paper we present the radial velocity program, discuss its observing and data processing techniques in some detail, and present its first results together with some complementary adaptive optics data. The radial velocity and adaptative optics observations are presented in Section 2, while Section 3 discusses the observed sample and the completeness of this work. Section 4 presents the results after 1.5 year, namely the discovery of 11 new M dwarfs and orbital elements for half of them. Section 5 discusses the implications of the new systems for the solar neighbourhood population.

### 3 Sample selection and observing strategy

#### 3.1 The sample

The observed radial velocity sample is presented in detail by Delfosse et al. (1997c), who discuss the rotational properties of the same stars. Briefly, it contains all M dwarfs listed in the third edition of the nearby star catalog (CNS3 preliminary version, Gliese & Jahreiss, 1991) with a distance closer than 9 pc and a declination above -16 degrees. 136 stars fulfill these criteria. 7 had to be rejected because they are fainter than  $V=15$  (the sensitivity limit

of the instrument we used), and 2 because they are close companions to much brighter G dwarfs from which they cannot be separated by the spectrograph input fiber.

We have decided to observe a volume-limited sample because we are interested in a fair sampling of the local dwarf population, and want to derive statistical information. The quality of the distances listed in the CNS3 is however uneven, so this goal could only be partly reached. The new (4<sup>th</sup>) edition of the Yale General Catalog of Stellar Trigonometric Parallaxes (Van Altena et al. 1995) and the HIPPARCOS catalog (ESA, 1997) together show that 11 sample stars are actually outside the nominal 9pc sphere, while two omitted stars are actually within it. As will be shown below, the 11 rejected stars have a disproportionately large fraction of (nearly) equal mass multiple systems, and they were often included in the initial sample on the basis of CNS3 photometric parallaxes. Their inclusion therefore simply reflects the  $\sim 2^{3/2}$  volume bias incurred in using photometric parallaxes for unrecognised binaries.

### 3.2 Observing strategy

Since no single observing technique is sensitive to companions over all separations, we have chosen to combine imaging and radial velocity techniques, to maximise our sensitivity range.

As discussed below, the standard errors of the radial velocity program described here range between 10 and 70  $m.s^{-1}$ , depending on apparent magnitude (and hence on spectral type for this volume limited sample). A 400  $m.s^{-1}$  velocity amplitude is thus always very easily detectable. For a 10 years period, this corresponds to a 5  $M_J$  body orbiting a 0.2  $M_{\odot}$  M3.5V primary (at 3 AU), or to a 10  $M_J$  body orbiting a 0.6  $M_{\odot}$  M0V primary (at 4 AU). The velocities of all M0V primaries is actually measured to 10  $m.s^{-1}$  accuracy, and shorter periods give larger amplitudes. Even though this program was not initially devised to search for planets, we should thus find some if they exist around a sizeable fraction of the M dwarfs. We will, a fortiori, be sensitive to all stellar and substellar companions with periods up to a few 10 years, with the upper limit set by the variability timescale and the duration of the observing program rather than by the velocity amplitude. At 9 pc, this limit translates into a  $\sim 0.4''$  angular separation.

The adaptative optics (hereafter AO) program (Perrier et al. 1997) easily resolves equal-mass binaries down to separations as small as 0.08'' (0.7 AU at 9 pc, corresponding to a  $\sim 1$  year period for an M dwarf pair), and it has a dynamic range at K band of XXmag. at 0.5'', YYmag. at 1'', and ZZmag. at 2''. Given the  $\sim 5$ mag. difference between the K band absolute magnitudes of M0 and M8 dwarfs (Leggett 1992), there is/is not a small sensitivity gap in our overall program, for very low mass stars between  $\sim 0.4''$  and X.Y'' (at 9 pc) and/or brown dwarfs (Jean Luc a toi ici, il me faut les nombres...). Beyond 2'' (18 AU), the coronagraphic mode of the ESO adaptive optics system (Beuzit et al. 1997) can handle an extremely large contrast ( $\Delta m \sim 12.5$ mag at 2'', Beuzit et al. 1997) between the primary and a faint secondary. We are thus again sensitive to all substellar companions of M dwarfs, though not to planets.

Within the [0.4AU,4AU] separation range, the sensitivities of high precision radial velocities and adaptative optics overlap. The combination of the two techniques then provides very accurate masses, as exemplified by Gl 570B (M1.5V+M3V) for which Forveille et al. (1997, ou autre premier auteur) obtain masses accurate to  $\sim 1\%$ . This should dramatically improve the mass-luminosity relation for the bottom of the main sequence.

## 4 Observations

### 4.1 ELODIE radial velocity data

#### 4.1.1 Instrumental setup

All new radial velocity observations are obtained at Observatoire de Haute Provence with the ELODIE spectrograph (Baranne et al. 1996) on the 1.93m telescope, between September 1995 and March 1997. This fixed configuration dual-fiber-fed echelle spectrograph covers in a single exposure the 390-680 nm spectral range, at an average resolving power of 42000. Elaborate on-line processing is integrated with the spectrograph control software, and automatically produces optimally extracted and wavelength calibrated spectra, with algorithms described in Baranne et al. (1996). Brighter stars ( $V < 13$ ) are observed with a thorium lamp illuminating the monitoring fiber, as needed for best (15 m/s) radial velocity precision (Baranne et al. 1996). Fainter stars have insufficient S/N to reach such an accuracy, and they were instead observed with this fiber illuminated by the sky, allowing subtraction of the diffused solar light whose lines could otherwise bias the velocity profile.

#### 4.1.2 Data processing, and measurement accuracy for M dwarfs

The extracted spectra are analysed for velocity by digital cross-correlation with a binary (0/1) template. This processing is standard for ELODIE spectra (Queloz 1995a, 1995b), but the default K0III mask provided in the ELODIE reduction software is a relatively poor match to the much redder spectra of the program stars. We have therefore constructed a better adapted correlation template, applying Baranne et al.'s (1996) methods to a high signal to noise ( $S/N=70$ ) ELODIE spectrum of Gl 699 (Barnard's stars, M4V). Analysis was restricted to the [443nm,680nm] spectral range (20<sup>th</sup> to 67<sup>th</sup> ELODIE order), since bluer orders contain very little flux for both Gl 699 and the program stars. For each of the 48 ELODIE orders, 100 trial templates  $g_0(\lambda)$  were generated by thresholding the rectified and normalized Gl 699 spectrum at 100 levels. We selected for each order the thresholding level which maximises the quality factor defined by Baranne et al. (1979). The best order templates were then assembled into one global binary template, which has over 3100 "transparent" sections and a high overall transmission of 20.75%.

For ELODIE the radial velocity precision can be parameterised (Baranne et al. 1996, their eq. (9)) as:

$$\varepsilon_p(V_r) = \frac{C(T_{eff})}{D \cdot S/N} \cdot \frac{(1 + 0.47\sigma)}{3} (km.s^{-1})$$

where  $\sigma$  is the rotationally broadened 1/e half-width of the cross-correlation function (CCF),  $D$  its relative depth and  $S/N$  the signal to noise ratio in the reference 48<sup>th</sup> ELODIE order. The  $C(T_{eff})$  constant depends on both the correlation template used and the spectral type. Its values for the K0 and M4 templates were determined through Monte-Carlo simulations, for the [M0V,M5.5V] spectral type range. High signal to noise ratio spectra of 6 slowly rotating stars spanning this range (selected from Delfosse et al. 1997c, and listed in Table ??) were degraded by synthetic photon and readout noise, and the dispersion of the velocities measured from these spectra was determined for a number of degraded signal to noise ratio values. The validity of the parameterization was verified on those synthetic data, and  $C(T_{eff})$  was determined through a least square fit. It turns out to be constant over the M dwarf spectral range, and its respective values for the K0 (Baranne et al. 1996) and M4 templates are

Table 1: Width and depth of the CCF, for the M4 and K0 template and the [M0V,M5.5V] spectral type range. Spectral type is from Reid et al. (1995).

Spect. Type	$\sigma_{M4}$ (in km.s <sup>-1</sup> )	$D_{M4}$	$\sigma_{K0}$ (in km.s <sup>-1</sup> )	$D_{K0}$
M0 (Gl 424)	4.71	.094	5.00	.113
M1 (Gl 15A)	4.59	.104	4.99	.106
M2 (Gl 411)	4.39	.119	4.94	.096
M3 (Gl 725A)	4.32	.140	4.87	.082
M4 (Gl 699)	4.21	.159	4.96	.062
M5 (GJ 1002)	4.26	.176		

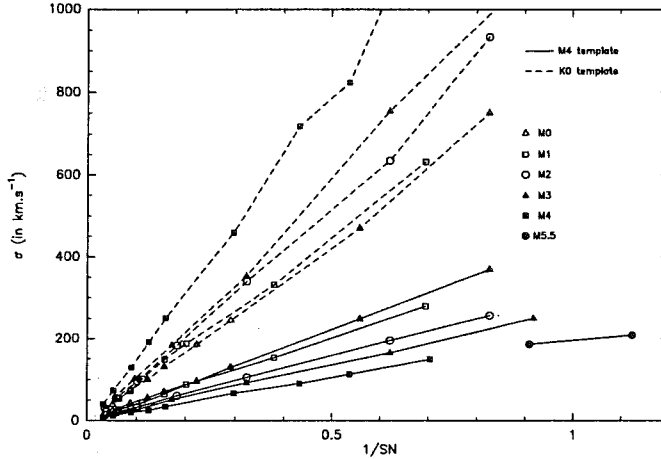


Figure 1: Internal standard errors on radial velocity as a function of signal to noise ratio, for the two correlation templates (M4 and K0), and for stellar spectral types between M0 and M5.5.

85 and 35  $m.s^{-1}$ . The radial velocity standard errors for the two templates are presented in Figure ???. As can be seen, the M4 template improves the accuracy by a factor of 2 at spectral type M0V, and by a factor of 10 at spectral type M4V. At a given signal to noise ratio, the accuracy variations as a function of spectral type mostly reflect the changes in the relative depth of the CCF. The width of the CCF (Table ??) is essentially constant for the K0 template, but significantly varies with spectral type for the M4 template. This change is small and doesn't appreciably change the radial velocity accuracy, but calibration of the CCF width in terms of rotational velocity is substantially more difficult for the M4 template.

For slowly rotating stars in our sample, the above formula predicts radial velocity accuracies that range from 2 $m.s^{-1}$  for bright M0V (at typical S/N=200) to 70 $m.s^{-1}$  for faint M6V (at typical S/N=3). It is however clear that the lowest values are over-optimistic, as the (excellent) long term stability of ELODIE radial velocities is  $\sim 12m.s^{-1}$  (Baranne et al. 1996). We have therefore quadratically added  $\sim 12m.s^{-1}$  to the internal errors to account for instrumental stability. A fiber optics light scrambler was recently added to ELODIE to further stabilize the illumination of the spectrograph, and has now improved the long term radial velocity stability to  $\sim 6m.s^{-1}$ . We have however chosen not to use this device, as its 20% light loss would degrade our measurement accuracy for the fainter stars ( $V \gtrsim 12$ ).

Under some circumstances, the correction of the radial velocities to the solar system



barycenter represents an additional limitation on the accuracy. At the latitude of the “Observatoire de Haute Provence” the variation of this correction can reach  $1.5m.s^{-1}.min^{-1}$ . It therefore significantly changes during the long (up to 1 hour) exposures used for this program, and it is important that the effective time of the observation is accurately determined. For bright stars a photo-multiplier therefore monitors the fiber illumination of the spectrograph to compute its exact value. It is unfortunately too noisy to be used for our program stars, and we have instead to use the mid-point of the observation. Under good atmospheric conditions this is not a problem, but when they are unstable (variable seeing or passing clouds) the two values can differ by up to a few minutes. For worse case conditions of unstable atmospheric conditions, 1 hour exposure, and maximum variation of the barycentric correction, this additional error can reach  $15m.s^{-1}$  but it is usually much smaller.

Similar, but much larger, errors can affect measurements of very short period spectroscopic binaries (e.g. GJ 2069A, discussed below). Their velocities can vary by as much as  $300m.s^{-1}.min^{-1}$  (for  $P=1day$ ), and even small errors on the effective time of the observation then translate into significant equivalent radial velocity errors.

Magnetic activity is another important potential limitation for high precision doppler velocity measurements of M dwarfs, since many of them have strong chromospheric activity, visible as  $H_{\alpha}$  and  $Ca^{+}$  H and K emission lines. The surface temperature of active stars is inhomogeneous, and since hotter parts are brighter the velocity which is measured from the disk-integrated spectrum is biased towards the velocity of any hot spot, or away from the velocity of any cold spot. This effect is exacerbated when using a mismatched correlation template, such as the K0 template for the present M dwarfs: the K0 template is a better match to the hotter parts of the stellar surface and it therefore further increases their relative weight in the measured velocity.

On julian day 2449978.5 (18/09/1995), a strong chromospheric flare in Gl 873 provides an extreme example of activity-induced radial velocity errors, and illustrates the much better immunity of the M4 correlation template. This generally active star presented on this date an activity much above its usual level. The  $H_{\alpha}$  emission line shows a strong broad pedestal, characteristic (e.g. Jones et al. 1996) of active stars observed within about an hour of a major flare, and usually interpreted (Eason et al. 1992) as arising from mass motion of gas clumps with a large volume filling factor. With the K0 template, the radial velocity of Gl 873 for this date has a precision of  $150m.s^{-1}$  but differs from the median Gl 873 value by  $1.7km.s^{-1}$ . With the M4 template on the other hand, the radial velocity precision for the same spectrum is improved to  $15m.s^{-1}$ , and the measured value is within only  $40m.s^{-1}$  of the median velocity. Given the extreme character of the GL 873 event,  $40m.s^{-1}$  can thus be taken as an upper bound on the maximum radial velocity error that can result from unusually high magnetic activity, when using the M4 mask.

Examination of the XX apparently single stars which have at least 3 good measurements (internal precision better than  $20m.s^{-1}$ ) shows that about half of them have apparent excess velocity dispersion at the  $\sim 30m.s^{-1}$  level. Most of these stars have few measurements, and it is thus not yet possible to determine how much, if any, of this apparent dispersion is due to yet unrecognised low mass or distant companions, and how much is due to intrinsic and instrumental radial velocity noise. The exact accuracy limits of this program are thus still to be determined, but they are better than  $\sim 30m.s^{-1}$

Table 2: New low mass system in the solar neighbourhood. Spectral classification is taken from Reid et al. (1995). Parallaxes are taken from (a) the Hipparcos catalog, (b) the Yale catalog (Van Altena et al. 1995) and (c) photometric parallax from CNS3

name	parallax	joint spectral type
LP 476-207 AabB	$91.20 \pm 8.56^{(a)}$	M 4
Gl 268.3 AB	$81.05 \pm 2.42^{(a)}$	M 2.5
GJ 2069 Aab	$78.05 \pm 5.69^{(a)}$	M 3.5
GJ 2069 BC	$78.05 \pm 5.69^{(a)}$	M 4
LHS 6158 AabB	$224.0 \pm 36.0^{(c)}$	M 3.5
Gl 381 AB	$81.23 \pm 2.37^{(a)}$	M 2.5
Gl 487 AabB	$98.14 \pm 1.67^{(a)}$	M 3
LHS 2887 AB	$62.2 \pm 13.1^{(b)}$	M 4
G 203-047 ab	$137.84 \pm 8.95^{(a)}$	M 3.5
Gl 829 ab	$148.29 \pm 1.85^{(a)}$	M 3.5
Gl 896 Aab	$160.06 \pm 2.81^{(a)}$	M 3.5

## 4.2 CORAVEL radial velocity data

65 bright ( $V < 12$ ) stars in the sample had previously been measured in the course of several observing programs using the older CORAVEL spectrograph. The number of such measurements varies considerably, from 2-3 for stars examined in the course of the Hipparcos follow-up survey, to over 100 for a few previously known binaries. They have lower precision than ELODIE (at best  $300 m.s^{-1}$ , and often  $1-2 km.s^{-1}$  for the present faint red stars), but, when available, they extend the time base to typically 10 years. These data are thus systematically extracted from the CORAVEL database for all program stars. There is a significant radial velocity offset between CORAVEL and ELODIE measurements (Ref.), which must be corrected before they can be combined. For G-K dwarfs the offset depends upon both spectral type and radial velocity and... Over the [M0V,M3.5] range where we have common measurements the offset is independent of spectral type, but there is significant star to star scatter at the  $\sim 600 m.s^{-1}$  level. For well observed binary stars, the CORAVEL offset is thus determined as part of the orbital element adjustment.

## 4.3 Adaptive Optics

# 5 New companions

## 5.1 LP 476-207

LP 476-207 is a new triple system. Adaptive optics images show a  $0.97''$  separation pair with a K band magnitude difference of X.Y, confirming a recent speckle detection of this outer component by Henry et al. (1997). The brightest component of the visual pair, LP 476-207 A, is a new large amplitude double line spectroscopic binary, with a probable period  $P \sim 1 days$ . The visual pair was also detected by HIPPARCOS, which lists a separation of  $0.68''$ . There has thus been significant orbital motion over the last  $\sim 5$  years.

*Distance*

## 5.2 Gl 268.3AB

Gl268.3 is a new double-line spectroscopic binary. With 29 and 8 CORAVEL and ELODIE measurements, spanning over 15 years, the radial velocity orbit is extremely well determined. The period is  $304.26 \pm 0.13$  days. K band adaptative optics images partly resolve this system into a  $\sim 0.1''$  binary with  $\sim X.Y$  magnitude difference at K band. Within one or two years Gl268.3 can thus provide two precise mass determinations for spectral type M2.5V.

## 5.3 GJ 2069

Previously known as a wide ( $\sim 12''$ ) visual binary, the GJ 2069 system is actually quadruple. We unfortunately have only one radial velocity measurement for GJ 2069B, but adaptive optics images resolve it into a  $0.1''$  binary with a K band magnitude difference of  $X.Y$  magnitude. GJ 2069A is a short period ( $P = 2.77$  days) double line spectroscopic binary. The large velocity amplitudes imply minimum masses ( $M_1 \sin i^3 = 0.434 \pm .004$  and  $M_2 \sin i^3 = .396 \pm .003$  solar mass) which are large for the M3.5V spectral type of the system and the orbit must be close to edge-on. The eclipse probability is thus high

## 5.4 LHS 6158 (G 41-14)

Recently shown to be a short period double-line spectroscopic binary (Reid & Gizis 1997), LHS 6158 is actually a triple system. We have determined the orbital elements ( $P = 7.55$  days) of the close spectroscopic pair, and discovered a third component in A.O. images, at a separation of  $0.6''$  and with a K band magnitude difference of  $X.Y$ . The probable period is  $XX$  years and masses can thus be determined over a reasonable time span.

## 5.5 Gl 381

This new long period double line spectroscopic binary is also well resolved into a  $X.Y''$  pair ( $\Delta K = Y.Z_{\text{mag}}$ ) in A.O. images. The period is relatively well determined at  $\sim 2845$  days, but the CORAVEL measurements don't separate the two components well and the other orbital elements are thus still uncertain. ELODIE will easily resolve them, and this spectroscopic+visual pair will eventually provide accurate mass measurements, over a time scale of about 5 years.

## 5.6 Gl 487

Gl 487 is a new triple-line spectroscopic system. The short period (for Gl 487Aab) is 27.04 days and the long period is approximately 2500 days. The outer system (Gl 487 AB) is also resolved in A.O. images with a separation of  $0.2''$  and  $\Delta K = X.Y$ . This triple system will eventually provide three accurate mass determinations, but the complete analysis of the two orbits is deferred to a forthcoming paper (Delfosse et al. 1998).

## 5.7 LHS 2887 (G165-61)

The probable period of this new double-line spectroscopic binary is a few years. It is also well resolved in A.O. images, with a separation of  $0.6''$  and will eventually provide accurate masses.

## 5.8 G 203-47

This M3.5V star was first noted as a single-line spectroscopic binary by Reid & Gizis. We have obtained orbital elements, with a 15 days period, a large velocity semi-amplitude of  $50 \text{ km.s}^{-1}$ , and a small and marginally significant eccentricity of 0.07. It is listed in the Hipparcos catalog as a probable short period astrometric binary without orbital solution. Now knowing the period, it would be of interest to reanalyse the Hipparcos data, which would provide the inclination. The orbital elements result in a large mass function,  $(M_2 \sin i)^3 / (M_1 + M_2)^2 = 0.2 M_\odot$ , and therefore imply a quite massive secondary. Adopting the Baraffe & Chabrier (1996) spectral type to mass calibration, the mass of the M3.5V primary is  $0.15\text{--}0.20 M_\odot$ , and the measured mass function thus requires that the secondary component is more massive than  $\sim 0.4 M_\odot$ . This clearly excludes a single main sequence star, which would have a spectral type earlier than M2V and would dominate the observed light. A (very) short period main sequence binary is similarly excluded, because its brighter member would need to be at least as massive as the primary, and would be easily visible in the spectrum. The companion to G 203-47 must thus be a degenerate star. It is most likely a white dwarf, since visible photometry of G 203-47 (Figueras et al. 1990) shows a 0.4 U-B excess over stars with the same R-I colour or spectral type. UV spectroscopy would easily ascertain the exact characteristics of the white dwarf. The small semi-major axis of the present orbit ( $a_1 \sin i = 14.5 R_\odot$ , or 0.05 AU) implies that G 203-47a must at previous stages have been in a contact configuration with the AGB progenitor of its white dwarf companion. It should then have accreted some nucleosynthesis products dredged up to the surface of its previous AGB companion, and its atmospheric composition is thus probably peculiar. G 203-47 thus represents an interesting observational constraint on the maximum separation for final merging of common envelope systems.

## 5.9 Gl 829

Gl 829 was mentioned as a possible double-line spectroscopic binary by Marcy et al. (1987). It is clearly seen as such by both CORAVEL (67 measurements) and ELODIE (9 measurements) and the orbital elements are well constrained. The orbital period is 53.2 days and the mass ratio is very close to 1.

## 5.10 Gl 896

The Gl 896 system, well known as a wide binary, is actually triple: the brighter member of the pair, Gl 896A, is a new single-line spectroscopic binary. Its probable period is of the order of a few years, and it should be readily resolved in A.O. images.

## 5.11 Gl 644 and Gl 866

Our spectroscopic measurements confirm that these two well known astrometric and speckle binaries (Tokovinin and Ismailov 1986, Leinert et al. 1986) are triple systems, as long suspected in both cases from the mass excess of one of the speckle components (Leinert et al. 1990). Both are seen as triple-lined spectroscopic systems in ELODIE spectra. The extensive speckle coverage of their outer orbits (Leinert et al. 1990) makes them prime candidates for accurate mass determinations. The available spectroscopic data are however still insufficient

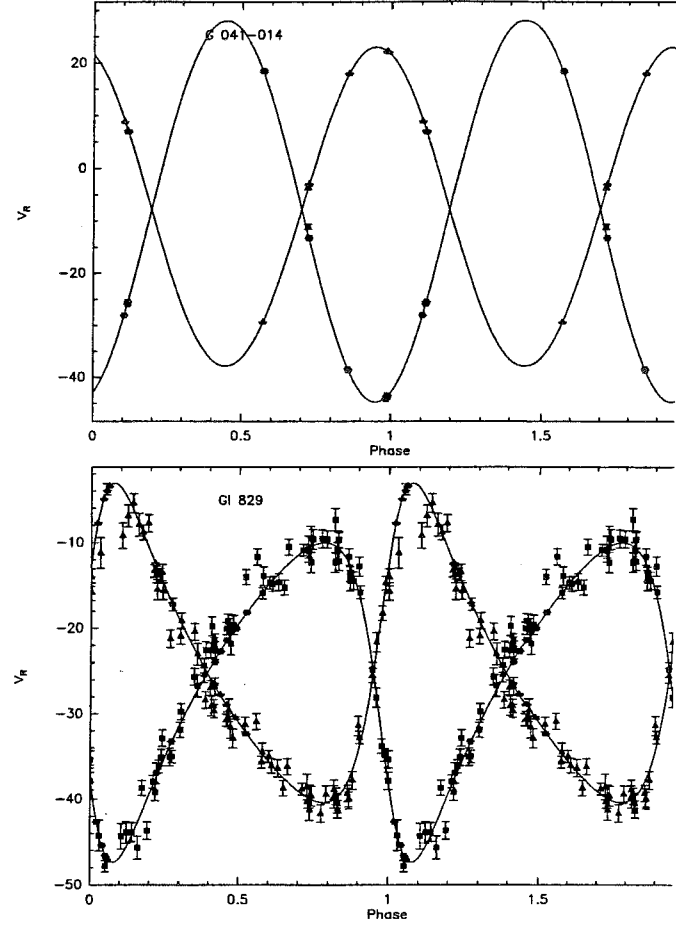
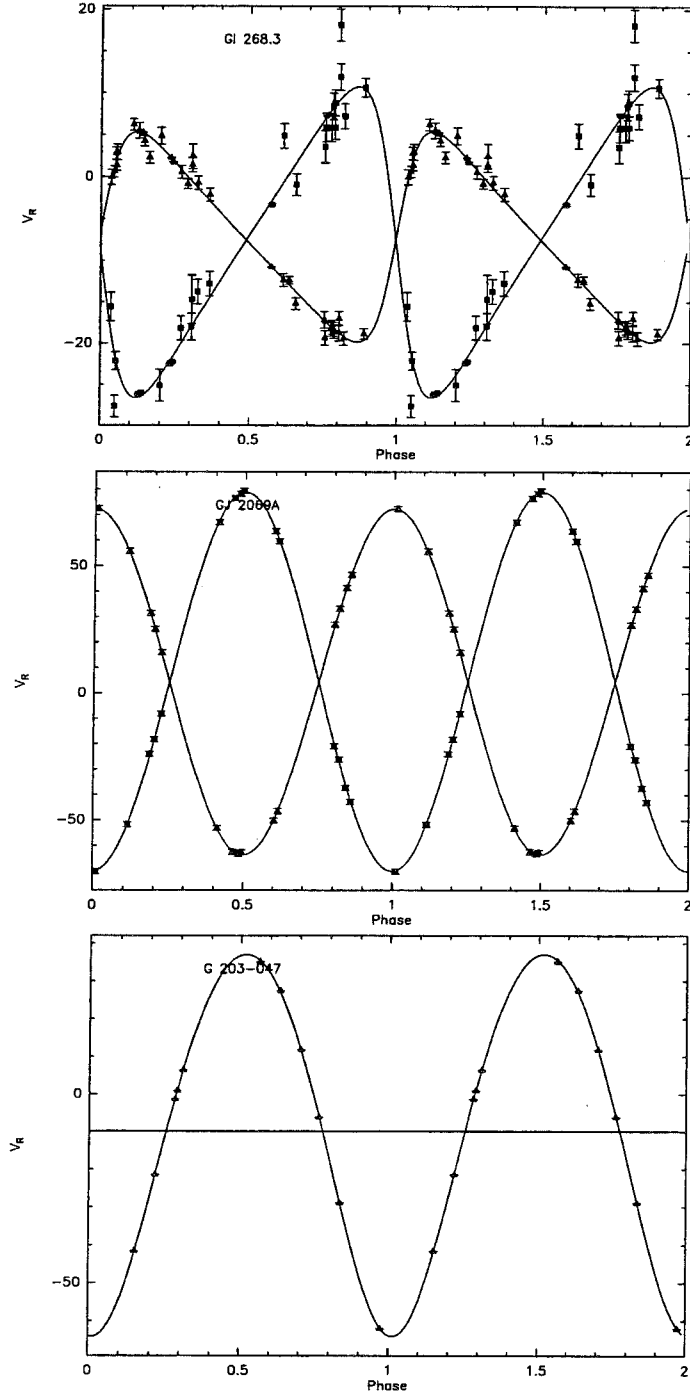
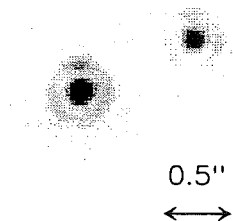
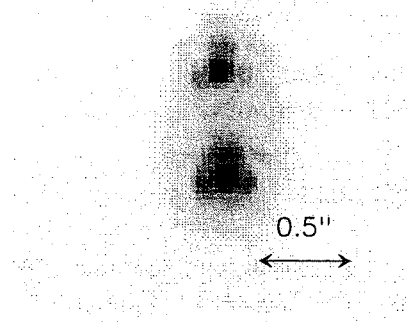


Figure 2: Radial velocity orbit, the velocity are in  $\text{km.s}^{-1}$

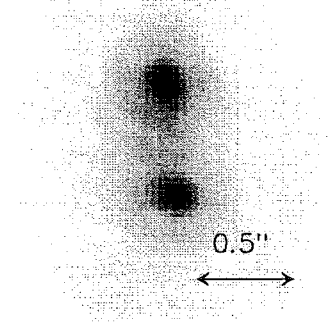
LP 476-207 AB



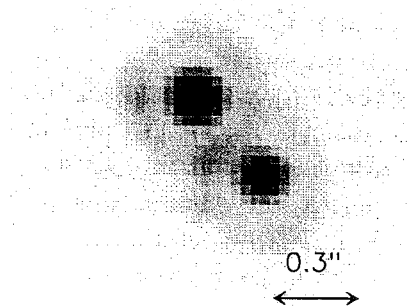
G 041-014 AB



G 165-061 AB



GJ 2069 BC



GI 487 AB

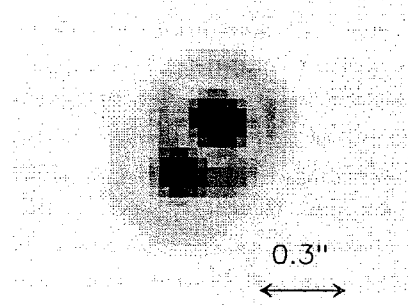


Figure 3: adaptative optical

Table 3: Orbital element for the new spectroscopic binary

name	P	T <sub>0</sub>	Ecc	$\omega$	K <sub>1</sub>	K <sub>2</sub>
Gl 268.3 AB	304.26±0.13	48826.0±0.9	.401±0.08	273.2±1.2	12.59±0.13	18.7±0.2
GJ 2069 Aab	2.77148±.00004	50207.8150±.0005	.0±.003		68.0±.25	74.5±.25
LHS 6158 Aab	7.5553±.0003	50471.64±.25	.015±.002		30.45±.15	36.44±.12
G203-47 Aab	14.7138±0.0006	50500.8±0.1	0.072±0.003	175±3	50.55±0.21	–
Gl 829 ab	53.221±0.002	48980.17 <sup>+</sup> .06	.374 <sup>+</sup> .002	299.8 <sup>+</sup> .4	18.68 <sup>+</sup> .04	18.69 <sup>+</sup> .04

Table 4: mass

name	M1sin <sup>3</sup> i	M2sin <sup>3</sup> i
Gl 268.3 AB	.443±.010	.298±.006
GJ 2069 Aab	.434±.004	.396±.003
LHS 6158 Aab	.128±.001	.107±.001
Gl 487 Aab	.091±.014	.093±.013
GL 829 ab	.115 <sup>+</sup> .001	.115 <sup>+</sup> .001

to completely decouple the two orbits, and this discussion is thus deferred to a forthcoming paper (Delfosse et al. 1998). *Ou Leinert et al. pour 866??*

## 5.12 GJ 1230

## 6 The solar neighbourhood

After 1.5 year, we have found 11 new companions to the 125 M dwarfs in our sample, and over the same period 6 additional companions were discovered by others (we also independently found most of those). While already showing that multiplicity information for this sample was fairly incomplete, this should certainly not be taken as the final number of companions to this sample. Many stars still have few measurements (the median is 3) spanning a relatively short interval, so that our detectivity is still very significantly biased towards nearly equal-mass binaries (detectable as double-lined binaries in a single measurement) or/and short periods. A significant number of lower mass companions on wider orbits certainly remains to be found in this sample.

The discovery of this large number of new multiple systems has two opposite effects on estimates of the solar neighborhood density. On one hand, the new components within 9 pc increase the previously underestimated local density, typically with lower mass stars as they are fainter than their primaries. On the other hand, a number of previously unknown M dwarfs binaries are actually beyond the 9 pc distance limit of the sample, in which they were initially included on the basis of an underestimated photometric distance, reflecting the well known  $\sim 2^{3/2}$  volume bias in photometric parallaxes of unrecognised binaries. This second correction decreases the local density, more or less uniformly for all masses. These two effects have been largely discussed (e.g. Kroupa 1995 and Reid & Gizis 1997) in the context of photometric luminosity functions, and as a possible explanation of their differences with the solar neighborhood luminosity function. It is perhaps not always recognized that beyond 5 pc the latter has a significant photometric component, and is thus also affected at some level by the same two effects.

Taking together newly published trigonometric parallaxes (Hipparcos Ref, Van Altena

1995) and corrected photometric distances to the new binaries, 13 M dwarf systems listed within 9 pc in the preliminary version of the CNS3 are actually beyond this distance, while only one system (Gl 203) enters this volume. The better observed 5.2 pc sample, on the other hand, is essentially unaffected, so the previously recognized (e.g. Henry et al. 1994) incompleteness of the nearby M dwarf sample beyond 5pc becomes even more significant. Our inventory of systems with bright secondaries (seen as double-lined binaries) should be essentially complete, and the remaining 6 photometric parallaxes in this revised 9 pc sample can thus be considered as reliable. The 9 pc sample of systems now should therefore only significantly change through inclusion of presently missing systems.

The new multiple systems, on the other hand, add 5 additional stars to the 9 pc sample. Given the remaining selection biases in our binary search, we feel that derivations of the binarity statistics and stellar luminosity function within 9 pc would still be premature. Our sensitivity to lower companion masses and longer periods is however quickly improving, so that this information will soon become available. It will then be possible to more reliably estimate the correction for unresolved binaries in photometric determinations of the luminosity function, and hopefully settle the long-standing controversy (e.g. Kroupa 1995 and Reid & Gizis 1997) on its true importance.

## acknowledgements

We thank the technical staff and telescope operators of OHP for their support during these long-term observations. We are also grateful to Didier Queloz and Luc Weber for having developed the powerful data reduction package of the ELODIE spectrograph, and for their support in porting it to a different flavour of Unix.

"This research has made use of the Simbad database, operated at CDS, Strasbourg, France"

## References

- [1] Baranne A., Mayor M., Poncet J.L. 1979, *Vistas in Astronomy* 23, 279.
- [2] Baranne A., Queloz D., Mayor M., Adrianzyk G., Knispel G., Kohler D., Lacroix D., Meunier J.P., Rimbaud, G., Vin A., 1996, *A&ASupp.* 119, 373.
- [3] Becklin E. E., Zuckerman, B., 1988, *Nature*, 336, 656.
- [4] Beuzit J. L., Mouillet D., Lagrange A. M., Paufigue J., 1997, *A&A* in press.
- [5] Bopp B. W., Meredith R., 1986, *PASP* 98, 772.
- [6] Delfosse X., Tinney C.G., Forveille T., et al. 1997a, *A&A* (letter) (in press).
- [7] Delfosse X., Tinney C. G., Forveille T., et al. 1997b, *A&A* (in preparation).
- [8] Delfosse X., Forveille T., Mayor M., Perrier C., 1997c, *A&A* (in press).
- [9] Delfosse X et al. 1998 (papier des triples) *A&A* (in preparation).
- [10] Duquennoy A., Mayor M., 1991, *A&A* 248, 485.



- [11] Eason E., Giampapa M., Radick R., Worden S., Hege E., 1992, AJ, 104, 1161.
- [12] Figueras F., Jordi C., Rossello G., Torra J., 1990, A&ASS 82, 57.
- [13] Fischer D. F., Marcy G. W., 1992, ApJ 396, 178.
- [14] Forveille et al. 1997 (papier Gl 570B) A&A in preparation.
- [15] Gliese W., Jahreiss H., 1991, Preliminary Version of the Third Catalogue of Nearby Stars, as available at CDS Strasbourg.
- [16] Halbwachs J. L., Mayor M., Udry S., 1997, in Brown Dwarfs & Extra-solar Planets, Rebolo, Martin & Zapaterio-Osorio (eds), in press.
- [17] Henry T. J., McCarthy Jr D. W., 1990, ApJ 350, 334.
- [18] Henry T. J., McCarthy Jr D. W., 1992, in Complementary Approaches to Double and Multiple Stars Research, eds. McAllister & Hartkopf (ASP) p 10.
- [19] Henry T. J., McCarthy Jr D. W., 1993, AJ 106, 773.
- [20] Henry T. J., Kirkpatrick J.D., Simons D.A., 1994, AJ 108, 437.
- [21] Henry T. J., Ianna P.A., Kirkpatrick J.D., Jahreiss H., 1997, AJ 114, 388.
- [22] Jones B. F., Fischer D. A., Stauffer J. R., 1996, AJ 112, 1562.
- [23] Kirkpatrick J. D., Beichman C. A., Skrutskie M. F., 1997, ApJ, 476, 311.
- [24] Kroupa P., 1995, ApJ 453, 358.
- [25] Leggett S.K., 1992, ApJSupp. 82, 351.
- [26] Leinert Ch., Jahreiss H., Haas M., 1986, A&A 164, L29.
- [27] Leinert Ch., Haas M., Allard F., Wehrse R., McCarthy Jr D. W., Jahreiss H., Perrier Ch., 1990, A&A 236, 399.
- [28] Marcy G. W., Lindsay V., Wilson K., 1987, PASP 99, 490.
- [29] Marcy G. W., Benitz K. J., 1989, ApJ 344, 441.
- [30] Mayor M., Queloz D., 1995, Nature 378, 355.
- [31] Nakajima T., Durrance S. T., Golimovski D. A., Kulkarni S. R., 1994, ApJ 428, 797.
- [32] Nakajima T., Oppenheimer B. R., Kulkarni S. R., Golimovski D. A., Matthews K., Durrance S. T., 1995 Nature 378, 463.
- [33] Perrier et al, 1997. (in preparation... ).
- [34] Queloz D. 1995a, PhD Thesis 2788, University of Geneva.
- [35] Queloz D. 1995b, in IAU Symposium 167, "New developments in array technology and applications", ed. A.G. Davis Philip (Dordrecht: Kluwer), 221.

- [36] Reid I. N., Hawley S. L., Gizis J. E., 1995, AJ 110, 1838.
- [37] Reid I. N., Gizis J. E., 1997, AJ 113, 2246.
- [38] Simons D. A., Henry T. J., Kirkpatrick J. D., 1996, AJ 112, 2238.
- [39] Skrutskie M. F., Forrest W. J., Shure M., 1989, AJ 98, 1409.
- [40] Tinney C. G., 1993, ApJ 414, 279.
- [41] Tokovinin A. A., Ismailov R. M., 1988, A&ASS 72, 563.
- [42] Tokovinin A. A., 1992, A&A 256, 121.
- [43] Upgren A. R., Caruso J. R., 1988, AJ 96, 719.
- [44] Upgren A. R., Harlow J. J. B, 1996, PASP 108, 64.
- [45] Van Altena W.F., Lee J.T., Hoffleit D., 1995, The General Catalogue of Trigonometric Stellar Parallaxes, Fourth edition, Yale University Observatory (1995).
- [46] Young A., Sadjadi S., Harlan E., 1987, ApJ 314, 272.

### 3.3.5 Taux de binarité

Pour toute étude du taux de binarité, il est essentiel d'exclure toutes les étoiles initialement prises en compte à tort, à cause de leur binarité. Nous redéfinissons donc l'échantillon à 9 pc, en éliminant les étoiles rejetées par les nouvelles mesures de parallaxes (Hipparcos ou 4<sup>ème</sup> version du Catalogue de Yale): Gl 49 (9.4pc), Gl 70(11.2pc), LHS1885(11.4 pc), Gl268.3(12.3 pc), GJ2066(9.15 pc), GJ2069A(12.8 pc), GJ2069B(12.8 pc), Gl381(12.3 pc), Gl424(9.1 pc), Gl487(10.2 pc), LHS2887(15.8 pc), par notre nouvelle connaissance de leur multiplicité (LP 476-207), ou par de nouvelles parallaxes spectrométriques (GJ 2097 M2V à 25pc d'après Henry et al. 1994, M1.5V à 32pc d'après Reid et al. 1995; LHS2520 M3.5, à 10.1pc d'après Reid et al. 1995). Si nous comptabilisons uniquement les systèmes dont une naine M est la composante la plus massive nous obtenons:

- 67 systèmes simples
- 18 systèmes doubles: Gl 15, Gl 234, Gl 268, G089-032, GJ 1104, GJ 1116, Gl 338, Gl 412, Gl 473, Gl 623, Gl 661, Gl 725, Gl 745, Gl 747, Gl 752, Gl 829, Gl 831 et Gl 860
- 5 systèmes triples: G041-014, GJ 1245, Gl 866 et Gl 896
- 1 systèmes quintuple Gl 643-Gl 644

Ceci nous donne 23 systèmes multiples parmi 90 systèmes, soit un taux de multiplicité de  $25 \pm 5\%$ . Cependant cette valeur ne doit être considérée que comme une limite inférieure, un nombre substantiel de binaires restant encore à découvrir. Si nous nous intéressons plus spécifiquement aux systèmes de périodes inférieures à 1000 jours, nous en connaissons actuellement 7 dans cet échantillon (Gl 268, G041-014, Gl 644, Gl 829, Gl 831, Gl 866 et peut être Gl 896) ce qui représente  $8 \pm 3\%$  des systèmes.

Si le taux de binaires connues parmi les naines M dans 9 pc est plus de 2 fois inférieur à celui des naines G (57%, Duquennoy et Mayor 1991), celui des systèmes de périodes inférieures à 1000 jours est par contre proche de celui des naines G ( $8 \pm 3\%$  contre  $13 \pm 3\%$ , Duquennoy et Mayor 1991).

Notre programme de recherche de binaires spectroscopiques est actuellement très fortement biaisé vers les périodes courtes ou très courtes, simplement parce que notre couverture temporelle est de l'ordre de 600 jours. Il est en particulier possible que quelques systèmes multiples de périodes inférieures à 1000 jours restent à découvrir (notamment parmi les 45 étoiles possédant 1 ou 2 mesures). Le taux de binaires M avec  $P < 1000$  jours est donc probablement compatible avec celui des naines G (mais la statistique étant faible, il sera difficile de dire si les deux taux sont exactement égaux).

Les naines M présentent par contre un énorme déficit de systèmes de longues périodes par rapport aux naines G. Il est pour l'instant difficile de dire si ce déficit est réel où s'il est causé par une méconnaissance des binaires dans 9 pc. Il est cependant à remarquer que si la

distribution des rapports de masse est plate, environ 1/3 des compagnons des étoiles de type spectral M2-M3 ( $\sim 0.3M_{\odot}$ , Kirkpatrick et McCarthy 1994, Baraffe et Chabrier 1996) sont des naines brunes. Le coeur de ces objets est dégénéré et leur luminosité subit une très forte diminution (voir la figure 3.3) par rapport aux étoiles de très faible masse. Elles deviennent donc difficiles à détecter. La seule recherche systématique de compagnons effectuée jusqu'à maintenant (Henry et McCarthy 1990, 1992) a utilisée l'interférométrie de tavelures et ne pouvait détecter un naine brune similaire à Gl 229B que jusqu'à 2 pc (avec une magnitude limite en K moyenne de 12). Si la distribution des rapports de masse est plate ou augmente pour les faibles rapports (comme cela semble le cas pour les naines G, Duquennoy et Mayor (1991)), une fraction très importante des compagnons des naines M sont des naines brunes qui n'ont pu encore être détectées. Ceci pourrait faire considérablement remonter le taux de binarité des naines M.

### 3.4 Conclusions et perspectives

L'étude des binaires de très faible masse est cruciale pour la détermination de la densité locale de la masse stellaire, et ce à deux titres:

- Le taux de binarité et la distribution des paramètres orbitaux pour les naines M sont indispensables pour corriger la fonction de luminosité photométrique du biais de binarité.
- L'étude des binaires est la seule technique observationnelle permettant d'obtenir la relation masse-luminosité et donc de transformer la fonction de luminosité en fonction de masse.

Actuellement, le taux de binarité et la distribution des paramètres orbitaux des naines M sont très mal connus et ne permettent en aucun cas de corriger proprement la fonction de luminosité. La relation masse-luminosité observationnelle n'est quant à elle que faiblement contrainte, dans la gamme des étoiles de très faible masse, par une vingtaine de points observationnels peu précis.

Les programmes de recherche de binarité présentés dans cette thèse ne permettent pas encore de préciser ces deux points. Par contre, ils permettent d'ores et déjà d'améliorer notre connaissance du voisinage solaire (étoiles rejetées au-delà de 9 pc et nouveaux compagnons mis en évidence) et de constater qu'il est encore prématuré de déterminer la fonction de luminosité du voisinage solaire en utilisant un échantillon plus important que celui à  $d < 5$  pc (qui est malheureusement constitué de très peu d'objets).

A court terme ces programmes devraient commencer à fournir des mesures *précises* de masses. Les premières seront obtenues dans le courant de l'année 1998 en combinant vitesse radiale à haute précision et optique adaptative. Ces nouvelles mesures seront cruciales pour contraindre la relation masse-luminosité car elles auront une précision (de l'ordre du

pourcent) 10 à 20 fois meilleure que celles des mesures actuellement disponibles. A ce niveau de précision il faudra prendre en compte la métallicité dans la comparaison des observations avec les modèles théoriques. Plusieurs systèmes de périodes très courtes (3 à 50 jours) sont également connus et nous disposons généralement d'une très bonne orbite en vitesse radiale. Les méthodes d'interférométrie infrarouge (actuellement en cours d'émergence) permettront prochainement de séparer ces couples, et donc de déterminer les masses de leurs composantes. Pour la gamme des étoiles de très faible masse une vingtaine de mesures de masses de très bonne précision seront ainsi possible dans les prochaines années.

A moyen terme, le programme de recherche de binaires spectroscopiques et les programmes en optique adaptative devraient découvrir l'essentiel des systèmes multiples existants du voisinage solaire, et ainsi déterminer si le taux de binarité pour les naines M est effectivement inférieur à celui des naines G ou s'il s'agit uniquement d'un biais observationnel. La fonction de luminosité du voisinage solaire pourra alors être construite à partir d'un échantillon beaucoup plus important que celui à 5 pc.

A plus long terme, il sera possible de déterminer la distribution des paramètres de multiplicité des naines M. Ceci permettra de corriger la fonction de luminosité photométrique du biais de binarité, mais aussi de donner des contraintes importantes sur les scénarios de formation stellaire. Il est cependant à noter que l'échantillon à  $d < 9$  pc ne contient que 125 étoiles et que ces paramètres ne seront donc déterminés qu'avec une très mauvaise statistique. Il serait souhaitable d'étendre cette étude à un échantillon plus vaste.

Enfin, comme nous l'avons vu, de nombreux systèmes d'étoiles de très faible masse possédant des périodes courtes sont maintenant connus. Ces objets sont des cibles privilégiées pour la recherche de binaires à éclipses. Les éclipses rendent possibles la détermination *précise* des masses *et* des rayons des deux composantes des systèmes. Les rayons stellaires sont une contrainte essentielle pour les modèles théoriques (Chabrier et Baraffe 1995), et ne sont actuellement connus que pour 2 paires de naines M. Un programme observationnel de recherche d'éclipses est envisagé.

## Chapitre 4

# Rotation et activité chromosphérique des naines M du champ

La rotation de la surface des étoiles est un paramètre observationnel clef pour l'évolution stellaire ainsi qu'un diagnostic des mécanismes responsables du transport interne du moment angulaire et de sa dissipation. La rotation est également la source de la production du champ magnétique stellaire par effet dynamo et donc de l'activité stellaire (activité coronale et chromosphérique, productions de points chauds, de *flare*).

Dans le cadre du programme de recherche de binaires spectroscopiques avec ELODIE, l'élargissement rotationnel des raies est mesuré en même temps que la vitesse radiale. Cela m'a permis d'entreprendre une étude de la rotation des naines M du champ.

Nous avons mesuré une vitesse de rotation significative (nettement supérieure à la limite de détection) pour environ un quart de notre échantillon de naines M proches. Nous montrons que la rotation mesurable est limitée aux étoiles du disque jeune de type spectral plus froid que M3-M4, à l'exception d'une M6 du vieux disque ou du Halo. Ceci montre que le temps caractéristique de dissipation du moment angulaire continue à croître quand la masse décroît, pour atteindre quelques  $10^9$  ans pour un type spectral M3-M4 (autour de 0.3 masse solaire). Cette tendance est le prolongement aux faibles masses d'un effet connu: dans l'amas  $\alpha$  Persée ( $\sim 50$  Myr) les rotateurs rapides sont présents à tous les types spectraux (naines G-M), pour les Pléiades ( $\sim 100$  Myr) seulement pour les types spectraux plus froids que  $\sim K3$ , et pour les Hyades ( $\sim 600$  Myr) les seuls rotateurs rapides sont des naines M (à partir de M0). Nos données montrent que dans le disque jeune, les rotateurs rapides sont restreints aux types spectraux plus froids que M3.5, et que pour les populations dynamiques plus anciennes ils sont plus froids qu'au moins M6. Ce dernier résultat montre, de manière surprenante qu'il n'y a pas de rupture abrupte dans la dissipation du moment angulaire (et dans les relations rotation-activité) à 0.35 masse solaire (type spectral M2.5), masse où les étoiles de la séquence principale deviennent entièrement convectives.

Cette étude et ses conclusions sont présentées dans l'article suivant:

## Rotation and chromospheric activity in field M dwarfs

Xavier Delfosse<sup>1</sup>, Thierry Forveille<sup>1</sup>, Christian Perrier<sup>1</sup>, Michel Mayor<sup>2</sup>

1. Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, URA CNRS 708, B.P. 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France.

2. Observatoire de Genève, CH-1290 Sauverny, Switzerland

article accepté par *Astronomy & Astrophysics*



# Rotation and chromospheric activity in field M dwarfs \*

Xavier Delfosse<sup>1</sup>, Thierry Forveille<sup>1</sup>, Christian Perrier<sup>1</sup>, Michel Mayor<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Observatoire de Grenoble, 414 rue de la Piscine, Domaine Universitaire de S<sup>t</sup> Martin d'Hères, F-38041 Grenoble, France

<sup>2</sup> Observatoire de Genève, CH-1290 Sauverny, Switzerland

Received ; accepted

**Abstract.** We have obtained high resolution spectra for a volume-limited sample of 118 field M dwarfs. From these observations we derive projected rotational velocities and fluxes in the  $H_\alpha$  and  $H_\beta$  lines<sup>1</sup>. 8 stars are double-lined spectroscopic binaries with measured or probable periods short enough for rotation to be tidally synchronized with the orbit, and another 11 are visual binaries where we cannot yet separate the lines of the two stars. Of the remaining 99 stars, 24 have rotational velocities above our detection limit of  $\sim 2 \text{ km.s}^{-1}$ , and some are quite fast rotators, including two with  $v \sin i \simeq 30 \text{ km.s}^{-1}$  and one with  $v \sin i \simeq 50 \text{ km.s}^{-1}$ . Given the small radii of M dwarfs, these moderate rotational velocities correspond to rather short maximum rotational periods, of only 7-8 hours. These three stars are good candidates for Doppler imaging.

We find that rotation is strongly correlated with both spectral type and kinematic population: all stars with measurable rotation are later than M3.5, and all but one have kinematic properties typical of the young disk, or intermediate between the young disk and the old disk. We interpret this correlation as evidence for a spin-down timescale that increases with decreasing mass. At the age of the old disk or halo, all stars earlier than M5-M6 ( $0.1\text{-}0.15 M_\odot$ ) have spun-down to below our detection limit, while at the age of the young disk this has only happened for stars earlier than M3.5. The one star with measurable rotation and a kinematics intermediate between old disk and population II has spectral type M6. It is probably an old star whose mass is low enough that it has retained significant rotation up to present, still consistently with longer spin-down times for lower mass stars. We observe, on the other hand, no conspicuous change in the  $v \sin i$  distribution or activity pattern at the mass ( $M \sim 0.35 M_\odot$ ) below which stars remain fully convective down to the main sequence.

These new data are consistent with a saturated correlation between rotation and activity, similar to the one observed for

younger or more massive stars:  $L_X/L_{bol}$  and  $L_{H\alpha}/L_{bol}$  both correlate with  $v \sin i$  for  $v \sin i \lesssim 4 - 5 \text{ km.s}^{-1}$  and then saturate at respectively  $10^{-2.5}$  and  $10^{-3.5}$ .

**Key words:** Stars: activity; Stars: rotation; Stars: Chromospheres; Stars: Coronae; Stars: low-mass, brown dwarfs.

## 1. Introduction

Surface rotation is a key observational parameter for stellar evolution, as a diagnostic of the mechanisms responsible for stellar angular momentum loss and internal angular momentum transport. The latter are responsible for chemical mixing and they modify the stellar thermal structure (e.g. Martin & Claret 1996), and hence affect the overall evolution. Rotation is also the driving force behind stellar activity (coronae, chromospheres, spots, flares), through dynamo production of magnetic fields.

Pre-main-sequence rotational evolution of low mass stars is generally presumed to be dominated by magnetic coupling with the parent protostellar disk (Cameron & Campbell 1993, Shu et al. 1994): as long as a star is surrounded by a substantial accretion disk, its equatorial velocity remains approximately constant at  $\sim 20 \text{ km.s}^{-1}$  (e.g. Bouvier et al. 1993). Once accretion stops, disk braking disappears, and angular momentum conservation then becomes the dominant factor. Stars therefore spin up during their contraction along an Hayashi track, as their moment of inertia decreases. Since the time at which this happens depends on details of their circumstellar environment, stars arrive on the ZAMS with a broad distribution of rotational velocities (e.g. Bouvier et al. 1997). Once on the main sequence the moment of inertia no longer changes significantly. As first suggested by Schatzman (1962), magnetic winds then brake down the stars to low final equatorial velocities, approximately with a  $t^{-1/2}$  Skumanich (1972) law. The time scale for this angular momentum dissipation is mass-dependent: rapid rotators are found at all spectral types (G-M) at the age of the  $\alpha$  Persei cluster ( $\sim 50 \text{ Myr}$ ) (Prosser 1991), in the Pleiades ( $\sim 70 \text{ Myr}$ ) only later than mid-K (Stauffer & Hartmann, 1987), and

Send offprint requests to: Xavier Delfosse, e-mail: delfosse@obs.ujf-grenoble.fr

\* Based on observations made at the Observatoire de Haute-Provence (CNRS), France

<sup>1</sup> Tables 2 and 4 are also available in electronic form at the CDS via anonymous ftp to cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5) or via <http://cdsweb.u-strasbg.fr/Abstract.html>

in the Hyades ( $\sim 600$  Myr) only within the M dwarfs (Stauffer et al. 1987; Stauffer et al. 1997). The situation in the field is slightly less clear, since several age groups are represented, but all G dwarfs rotate slowly, and there are good spectroscopic or dynamic arguments to attribute a (very) young age to all K-early M rapid rotators.

Over the years, a large observational effort has established this picture of rotation along low mass stellar tracks, and models incorporating the above general elements (e.g. Bouvier & Forestini 1995, Krishnamurthi et al. 1997) successfully reproduce the rotational velocity distribution of solar mass dwarfs at all ages: pre-main-sequence T Tauri and post-T Tauri star, young main sequence stars in open clusters, and field stars.

Some aspects of the models however remain largely phenomenological, mostly because the complex physics of accretion and stellar dynamos is only partly understood. A number of competing models therefore exist, that differ on, for instance, radiative core/convective envelope decoupling, or parameterisation of the angular momentum loss law. The uncertain physical mechanisms are expected to have a strong mass dependence, and it is therefore useful to extend the observational database to the lower mass M dwarfs (e.g. Krishnamurthi et al. 1997). The [M0V, M6V] range is also interesting because it contains the mass ( $\sim 0.35 M_{\odot}$ , M2.5V) below which main sequence stars no longer develop a radiative core. The radiative/convective boundary layer is essential (e.g. Spiegel & Weiss 1980; Spruit & van Ballegoijen 1982) to the operation of the standard  $\alpha - \Omega$  shell dynamo which is generally believed to generate the large scale solar magnetic field, and a break in both the activity level and the rotation properties could, at least naively, be expected at this spectral type.

A number of authors have discussed the rotation behaviour of M dwarfs in young open clusters (most recently Stauffer et al. (1997) for the Hyades, Stauffer et al. (1994) for the Pleiades, Patten & Simon (1996) for IC 2391), but there are fewer studies for field M dwarfs. Stauffer & Hartmann (1986) measured  $v \sin i$  for approximately 200 field M dwarfs with a  $10 \text{ km.s}^{-1}$  sensitivity. Only 11 have significant broadening, a few of which may actually be unrecognized double-lined spectroscopic binaries. Marcy & Chen (1992) observed 47 field M dwarfs with  $v \sin i$  sensitivity of  $\sim 3 \text{ km.s}^{-1}$ , only five of which have detectable rotation, all with  $v \sin i < 10 \text{ km.s}^{-1}$ . Both surveys have relatively bright limiting magnitudes ( $V=12$  and  $V=11$ , respectively) and as a consequence preferentially sample early M dwarfs. More recently, two papers have examined the rotation of very low mass field stars (M6 or later). Martin et al. (1996) have determined rotational periods for a set of very late (M6-M9) dwarfs, and all 6 field stars in their sample have very short rotational periods  $< 8$  hours ( $V_{eq} > 20 \text{ km.s}^{-1}$ ). Basri & Marcy (1995) have measured  $v \sin i$  for 5 extreme cool field dwarfs, of which 3 rotate, including the brown dwarf candidate BRI 0021-0214 (M9.5+,  $v \sin i = 40 \text{ km.s}^{-1}$ ). Surprisingly, BRI 0021-0214 is a rapid rotator but has very weak (Basri & Marcy 1995) though detectable (Tinney et al. 1997) chromospheric activity, as measured by  $H_{\alpha}$  emission. This suggests a possible change in the rotation/activity relation for the latest M

dwarfs, and it is therefore important to examine slightly earlier M dwarfs.

In the course of a radial velocity survey for low mass companions and planets around nearby M dwarfs (Delfosse et al. 1997), we have obtained high resolution optical spectra for a volume-limited sample of 118 K5 to M6.5 dwarfs. Here we analyse the accurate  $v \sin i$  measurements (or significant upper limits,  $\lesssim 2 \text{ km.s}^{-1}$ ) that we derive from those data, using digital correlation techniques. They fill the spectral type gap between the generally earlier slow rotators measured by Marcy & Chen (1992) and the later than M6 very low mass rapid rotators observed by Basri & Marcy (1995) and Martin et al. (1996). This brings important new constraints on angular momentum dissipation in mid-M dwarfs at a few Gyr.

## 2. Observations and data processing

### 2.1. Sample selection

As we are interested in a fair sampling of M spectral subtypes, we decided to observe a volume-limited sample and initially selected all M dwarfs in the third edition of the nearby star catalog (Gliese and Jahreiss 1991) with a distance closer than 9 pc and a declination above  $-16$  degrees. 136 stars full-fill these criteria. Of these, 7 (listed in Table 1) have apparent magnitudes fainter than  $V=15$  and had to be dropped because they are beyond the sensitivity limit of the instrument we used. Gl 53B and Gl 451B are close companions to the much brighter Gl 53A (G5 VI) and Gl 451A (G8 VI) from which they cannot be separated by the spectrograph input fiber, and they were thus not observed. 7 very close pairs ( $< 1''$ ) have two separate entries in the Gliese catalog but had to be merged for this program, and two slightly wider binaries (GJ 1103AB and GJ 1116AB) could not be separated under the seeing conditions that prevailed when they were observed and only have a joint spectrum for the pair. We therefore have obtained spectra for 118 stars or systems.

**Table 1.** Stars with  $d \leq 9 \text{ pc}$  and  $\delta \geq -16^{\circ}$  too faint to be measured with ELODIE

name	$\alpha$ (2000.)	$\delta$ (2000.)	spectral type	$m_V$
LHS 1326	02:02:16.1	+10:20:17	M6	15.61
LHS 1375	02:16:29.8	+13:35:17	M5.5	15.79
Gl 105C	02:35:58.7	+06:52:00	$\geq M7$	$\geq 16$
LHS 2065	08:53:36.3	-03:29:33	M9	18.8
LHS 292	10:48:12.7	-11:20:13	M6.5	15.6
Gl 644C(VB8)	16:55:34.9	-08:23:43	M7	16.7
Gl 752B(VB10)	19:16:57.5	+05:09:02	M8	17.5

### 2.2. Instrumental setup

All observations were obtained at Observatoire de Haute Provence with the ELODIE spectrograph (Baranne et al. 1996) on the 1.93m telescope, between September 1995 and March

**Table 2.** Basic parameters of the sample stars, which have been selected from the CNS3 (Gliese & Jahreiss 1991) as having  $d < 9$  pc and  $\delta > -16$  deg. Spectral type are from Reid et al (1995a), except <sup>a</sup> from Henry et al. (1994). (R-I)<sub>c</sub> is from Leggett's (1992) compilation, except: <sup>b</sup> from the CNS3 catalog (Gliese and Jahreiss, 1991; the Kron R-I in the CNS3 were transformed to the Cousins system using the Bessel (1983) relation,  $(R - I)_c = 1.20(R - I)_K + 0.08$ ); <sup>c</sup> from Bessel (1990); <sup>d</sup> estimated from spectral type, using Leggett's (1992) relation for the Young Disk. Parallax and proper motion are from <sup>e</sup> the Yale General Catalogue of Trigonometric Stellar Parallaxes (Van Altena et al. 1991), or <sup>f</sup> the Hipparcos input catalogue (Turon et al 1993).

Name	$\alpha$ (J2000.0)	$\delta$ (J2000.0)	spectral type	(R-I) <sub>c</sub>	$M_V$	$M_{BOL}$	parallax (mas)	err. par.	pmRA (" yr <sup>-1</sup> )	pmDec (" yr <sup>-1</sup> )	$V_r$ (km.s <sup>-1</sup> )
GJ 1002	00:06:42.7	-07:32:44.5	M5.5	2.00	15.39	11.72	213 <sup>e</sup>	3	-0.820	-1.887	-41
GI 15A	00:18:23.3	+44:01:23.7	M1	1.14 <sup>b</sup>	10.30	8.81	278 <sup>f</sup>	7	2.885	0.419	11
GI 15B	00:18:25.5	+44:01:44.2	M3.5	1.58	13.30	10.82	281 <sup>e</sup>	3	2.886	0.373	11
GI 34B	00:49:05.8	+57:48:57.4	K7 <sup>a</sup>	0.80 <sup>b</sup>	8.66	7.77	170 <sup>e</sup>	2	1.099	-0.526	11
GI 48	01:02:32.2	+71:40:47.1	M3	1.38 <sup>b</sup>	10.25	8.24	110 <sup>f</sup>	5	1.715	-0.408	1
GI 49	01:02:38.8	+62:20:41.8	M1.5	1.15 <sup>b</sup>	9.69	8.17	106 <sup>f</sup>	9	0.683	0.064	-6
LP 467-16	01:11:25.8	+15:26:19.6	M5	1.94 <sup>b</sup>	14.72	11.23	118 <sup>e</sup>	21	0.176	-0.123	4
GI 70	01:43:20.2	+04:19:18.0	M2	1.27 <sup>c</sup>	11.18	9.41	112 <sup>f</sup>	14	-0.422	-0.753	-26
GI 83.1	02:00:13.1	+13:02:55.7	M4.5	1.75	14.02	11.08	223 <sup>e</sup>	3	1.084	-1.777	-29
GI 105B	02:36:16.8	+06:52:26.2	M4	1.60	12.30	9.76	134 <sup>e</sup>	2	1.800	1.467	26
GI 109	02:44:15.5	+25:31:24.0	M3	1.38 <sup>b</sup>	11.14	9.14	130 <sup>f</sup>	8	0.843	-0.379	30
GJ 1057	03:13:22.5	+04:46:27.8	M5	1.85	14.14	10.92	117 <sup>e</sup>	4	1.737	0.103	27
GI 166C	04:15:21.7	-07:39:28.8	M4.5	1.63	12.74	10.12	206 <sup>e</sup>	2	-2.239	-3.409	-45
GI 169.1A	04:31:11.8	+58:58:38.1	M4	1.60	12.33	9.79	178 <sup>f</sup>	2	1.273	-2.052	28
LHS 1723	05:01:57.0	-06:56:47.1	M4	1.68 <sup>b</sup>	13.16	10.41	163 <sup>e</sup>	26	-0.546	-0.548	42
GI 205	05:31:27.3	-03:40:39.1	M1.5	1.10	9.02	7.61	163 <sup>f</sup>	5	0.755	-2.103	8
GI 213	05:42:09.3	+12:29:21.1	M4	1.61	12.58	10.01	162 <sup>f</sup>	4	2.008	-1.607	105
LHS 1805	06:01:09.7	+59:35:41.8	M3.5	1.53 <sup>b</sup>	12.31	9.95	132 <sup>e</sup>	3	-0.108	0.917	1
G 099-049	06:00:05.3	+02:42:19.6	M4	1.60 <sup>d</sup>	12.68	10.14	186 <sup>e</sup>	7	0.299	-0.023	30
GI 232	06:24:41.6	+23:25:53.1	M4.5	1.64	13.46	10.81	120 <sup>e</sup>	2	0.390	-0.300	-12
GI 234AB	06:29:23.4	-02:48:50.8	M4.5	1.71	13.10	10.27	248 <sup>f</sup>	4	0.708	-0.706	15
GI 251	06:54:48.9	+33:16:05.6	M3	1.41	11.16	9.09	170 <sup>f</sup>	4	-0.756	-0.390	22
LHS 1885	06:57:57.9	+62:19:09.2	M4.5	1.84 <sup>b</sup>	14.20	11.01	129 <sup>e</sup>	20	0.332	-0.395	16
GJ 1093	06:59:28.4	+19:20:40.0	M5	1.90 <sup>b</sup>	15.38	12.02	129 <sup>e</sup>	4	0.908	-0.889	-30
GI 268.3AB	07:16:19.8	+27:08:31.9	M2.5	1.43 <sup>b</sup>	11.35	9.23	126 <sup>f</sup>	25	-0.036	-0.266	-6
GI 273	07:27:24.5	+05:13:32.5	M3.5	1.55	11.97	9.56	266 <sup>f</sup>	3	0.573	-3.716	18
G 089-032	07:36:25.3	+07:04:34.4	M5	1.86 <sup>b</sup>	14.27	11.02	162 <sup>e</sup>	26	0.265	-0.351	24
GI 285	07:44:40.1	+03:33:08.7	M4.5	1.59 <sup>b</sup>	12.25	9.9	163 <sup>f</sup>	4	-0.399	-0.449	26
GJ 1105	07:58:12.8	+41:18:13.3	M3.5	1.53 <sup>b</sup>	12.43	10.07	122 <sup>f</sup>	3	0.215	-0.678	-21
GI 299	08:11:57.4	+08:46:27.4	M4.5	1.67	13.68	10.96	148 <sup>e</sup>	3	1.210	-5.260	14
GJ 2066	08:16:07.9	+01:18:09.1	M2	1.23 <sup>b</sup>	10.37	8.69	113 <sup>f</sup>	4	-0.414	0.055	62
GJ 1111	08:29:48.5	+26:46:31.7	M6	2.26	17.01	12.50	276 <sup>e</sup>	3	-1.110	-0.603	9
GJ 2069B	08:31:37.6	+19:23:55.3	M4	1.71 <sup>b</sup>	13.60	10.78	114 <sup>e</sup>	13	-0.256	-0.113	4
GI 338A	09:14:22.7	+52:41:11.5	K7	0.90 <sup>b</sup>	8.65	7.60	161 <sup>f</sup>	4	-1.568	-0.612	11
GI 338B	09:14:24.7	+52:41:11.0	K7	0.91 <sup>b</sup>	8.74	7.67	161 <sup>f</sup>	4	-1.568	-0.612	12
GI 380	10:11:22.2	+49:27:14.7	K5	0.77	8.32	7.47	222 <sup>f</sup>	5	-1.343	-0.519	-26
GI 382	10:12:17.7	-03:44:43.7	M1.5	1.18	9.61	8.04	117 <sup>f</sup>	5	-0.154	-0.228	7
GI 388	10:19:36.3	+19:52:11.5	M3	1.42	10.95	8.85	204 <sup>e</sup>	2	-0.503	-0.054	12
GI 393	10:28:55.6	+00:50:27.0	M2	1.23	10.18	8.50	128 <sup>f</sup>	8	-0.585	-0.741	8
GI 402	10:50:52.1	+06:48:29.5	M4	1.58	12.35	9.86	138 <sup>f</sup>	6	-0.816	-0.807	-2
GI 406	10:56:29.2	+07:00:47.6	M5.5	2.18	16.56	12.32	419 <sup>e</sup>	2	-3.830	-2.680	16
GI 408	11:00:04.3	+22:49:59.4	M2.5	1.34	10.89	8.97	149 <sup>f</sup>	8	-0.403	-0.228	3
GI 411	11:03:20.2	+35:58:11.2	M2	1.14	10.45	8.95	392 <sup>f</sup>	4	-0.575	-4.767	-85
GI 412A	11:05:28.5	+43:31:37.0	M0.5	1.02	9.93	8.66	173 <sup>f</sup>	10	-4.424	0.955	68
GI 412B	11:05:30.9	+43:31:16.1	M6	2.10	15.59	11.61	173 <sup>e</sup>	10	-4.424	0.955	68
GI 424	11:20:04.8	+65:50:47.7	M0	0.98	9.67	8.48	118 <sup>f</sup>	7	-2.953	0.191	60
GI 445	11:47:41.3	+78:41:28.5	M3.5	1.52	12.26	9.92	196 <sup>f</sup>	8	0.712	-0.492	-112
GI 447	11:47:44.4	+00:48:17.0	M4	1.68	13.49	10.74	298 <sup>f</sup>	5	0.635	-1.186	-31
GJ 1151	11:50:58.4	+48:22:35.9	M4.5	1.74 <sup>b</sup>	13.66	10.75	121 <sup>e</sup>	3	-1.518	-0.948	-37
GI 450	11:51:07.3	+35:16:19.4	M1	1.14	9.90	8.40	108 <sup>f</sup>	5	-0.298	0.275	0
LHS 2520	12:10:05.2	-15:04:17.4	M3.5	1.57 <sup>b</sup>	12.31	9.84	112 <sup>e</sup>	21	-0.050	-0.718	80
GJ 1154A	12:14:15.6	+00:37:45.8	M5	1.78 <sup>b</sup>	14.11	11.09	119 <sup>e</sup>	3	-0.934	-0.285	-14
GJ 1156	12:18:59.5	+11:07:31.5	M5	1.99 <sup>b</sup>	14.73	11.10	153 <sup>e</sup>	3	-1.243	0.216	4
GI 486	12:47:56.6	+09:45:05.5	M3.5	1.55	11.53	9.12	107 <sup>f</sup>	12	-0.988	-0.421	18

Name	$\alpha$ (J2000.0)	$\delta$ (J2000.0)	spectral type	(R-I) <sub>c</sub>	$M_V$	$M_{BOL}$	parallax (mas)	err. par.	pmRA ( $''$ .yr $^{-1}$ )	pmDec ( $''$ .yr $^{-1}$ )	$V_r$ (km.s $^{-1}$ )
GI 493.1	13:00:32.8	+05:41:09.1	M4.5	1.76 <sup>c</sup>	13.85	10.88	123 <sup>e</sup>	4	-0.913	0.232	-27
GJ 2097	13:07:02.3	+20:48:56.9	M1.5	1.74 <sup>b</sup>	13.55	10.64	156 <sup>e</sup>	23	-0.069	-0.038	-12
GI 514	13:29:59.7	+10:22:37.5	M0.5	1.05	9.46	8.14	121 <sup>f</sup>	11	1.113	-1.079	14
G 165-08	13:31:46.3	+29:16:29.4	M4	1.59	12.45	9.94	126 <sup>e</sup>	22	-0.245	-0.114	8
GI 526	13:45:43.8	+14:53:27.8	M1.5	1.08	9.99	8.61	202 <sup>f</sup>	4	1.791	-1.479	15
GI 555	14:34:16.8	-12:31:10.2	M4	1.62	12.20	9.61	151 <sup>f</sup>	7	-0.343	0.602	-2
GI 581	15:19:26.9	-07:43:23.1	M3	1.41	11.43	9.35	149 <sup>f</sup>	5	-1.184	-0.296	-10
GI 623	16:24:09.3	+48:21:10.6	M2.5	1.31	10.88	9.03	132 <sup>f</sup>	7	1.154	-0.443	-27
GI 625	16:25:24.7	+54:18:15.3	M1.5	1.22	11.03	9.37	152 <sup>f</sup>	2	0.455	-0.139	-13
GI 628	16:30:18.1	-12:39:45.2	M3.5	1.51	12.02	9.70	244 <sup>f</sup>	6	-0.053	-1.169	-22
GI 643	16:55:25.4	-08:19:19.4	M3.5	1.54	12.87	10.49	164 <sup>f</sup>	5	-0.800	-0.881	15
GI 673	17:25:45.3	+02:06:41.1	K5	0.76	8.03	7.19	126 <sup>f</sup>	4	-0.571	-1.183	-24
GI 686	17:37:53.4	+18:35:31.0	M1	1.12	10.19	8.74	130 <sup>f</sup>	3	0.927	0.998	-10
GI 687	17:36:26.0	+68:20:21.5	M3	1.41	10.73	8.65	204 <sup>f</sup>	4	-0.316	-1.258	-29
GI 699	17:57:48.5	+04:41:35.8	M4	1.57	13.23	10.77	545 <sup>f</sup>	3	-0.803	10.278	-111
GI 701	18:05:07.5	-03:01:52.4	M1	1.08	10.00	8.62	133 <sup>f</sup>	6	0.555	-0.330	32
GJ 1224	18:07:32.9	-15:57:50.8	M4.5	1.78 <sup>b</sup>	14.25	11.23	133 <sup>e</sup>	4	-0.619	-0.346	-34
LHS 3376	18:18:58.7	+66:11:38.2	M4.5	1.70 <sup>b</sup>	14.16	11.36	137 <sup>e</sup>	5	0.441	0.440	4
GJ 1227	18:22:27.6	+62:02:35.3	M4.5	1.71 <sup>b</sup>	13.84	11.01	122 <sup>e</sup>	2	-0.967	-1.233	-14
LP 229-17	18:34:36.3	+40:07:22.3	M3.5	1.53 <sup>b</sup>	11.89	9.53	124 <sup>e</sup>	45	0.046	0.218	12
GJ 1230B	18:41:09.2	+24:47:14.6	M5	1.74 <sup>b</sup>	14.59	11.68	131 <sup>e</sup>	9	0.499	0.041	-10
GI 725A	18:42:46.4	+59:37:51.6	M3	1.39	11.11	9.08	277 <sup>f</sup>	5	-1.358	1.849	-1
GI 725B	18:42:47.2	+59:37:37.0	M3.5	1.39	11.92	9.89	277 <sup>f</sup>	5	-1.358	1.849	1
GI 745A	19:07:05.7	+20:53:16.0	M1.5	1.23	11.08	9.41	116 <sup>f</sup>	6	-0.470	-0.336	32
GI 745B	19:07:13.2	+20:52:36.9	M2	1.23	11.06	9.39	116 <sup>f</sup>	6	-0.470	-0.336	32
GI 752A	19:16:55.2	+05:10:07.4	M2.5	1.29	10.24	8.43	168 <sup>f</sup>	4	-0.593	-1.341	35
GJ 1245AC	19:53:54.2	+44:24:43.6	M5.5	2.01	15.09	11.39	217 <sup>e</sup>	2	0.418	-0.537	6
GJ 1245B	19:53:55.2	+44:24:43.6	M5.5	2.07	15.69	11.80	217 <sup>e</sup>	2	0.418	-0.537	5
GI 791.2	20:29:49.0	+09:41:29.8	M4.5	1.75	13.35	10.42	115 <sup>e</sup>	2	0.672	0.130	-29
GI 793	20:30:32.1	+65:26:58.4	M2.5	1.37	10.97	8.99	121 <sup>f</sup>	2	0.453	0.284	10
GI 809	20:53:19.9	+62:09:16.1	M0.5	1.07	9.23	7.87	137 <sup>f</sup>	4	0.010	-0.767	-18
GI 820B	21:06:55.3	+38:44:31.4	K5	0.80 <sup>b</sup>	8.36	7.47	293 <sup>f</sup>	3	4.121	3.130	-65
GI 829AB	21:29:36.8	+17:38:35.7	M3.5	1.47	11.17	8.95	149 <sup>f</sup>	5	0.992	0.365	-25
G 188-38	22:01:13.4	+28:18:23.3	M4	1.59	12.26	9.74	112 <sup>e</sup>	2	0.370	0.051	-3
GI 849	22:09:40.3	-04:38:27.4	M3.5	1.41	10.54	8.46	108 <sup>f</sup>	5	1.039	-0.029	-16
GI 860A	22:27:59.6	+57:41:47.8	M3	1.49	11.82	9.56	248 <sup>f</sup>	4	-0.853	-0.400	-34
GI 860B	22:27:59.6	+57:41:47.8	M4	1.49	13.27	11.01	248 <sup>f</sup>	4	-0.853	-0.400	-35
GI 873	22:46:49.2	+44:20:00.1	M3.5	1.52	11.73	9.40	197 <sup>f</sup>	4	-0.701	-0.465	-2
GI 876	22:53:16.7	-14:15:48.9	M4	1.54	11.74	9.35	206 <sup>f</sup>	6	0.952	-0.641	-2
GI 880	22:56:34.8	+16:33:12.2	M1.5	1.11	9.45	8.01	143 <sup>f</sup>	4	-1.034	-0.287	-28
GI 896B	23:31:51.7	+19:56:14.2	M4.5	1.62	13.30	10.71	152 <sup>e</sup>	4	0.559	-0.016	2
GJ 1286	23:35:11.7	-02:23:32.2	M5.5	2.06 <sup>b</sup>	15.39	11.53	138 <sup>e</sup>	4	0.774	-0.833	-42
GI 905	23:41:53.9	+44:09:32.5	M5	1.92	14.79	11.36	316 <sup>e</sup>	2	0.130	-1.820	-79
GJ 1289	23:43:06.6	+36:32:14.3	M4	1.63 <sup>b</sup>	13.02	10.40	123 <sup>e</sup>	3	0.929	-0.145	-3
GI 908	23:49:12.5	+02:24:05.8	M1	1.08	10.13	8.75	170 <sup>f</sup>	7	0.997	-0.946	-72

1997. This fixed configuration dual-fiber-fed echelle spectrograph covers in a single exposure the 390-680 nm spectral range, at an average resolving power of 42000. Elaborate on-line processing is integrated with the spectrograph control software, and automatically produces optimally extracted and wavelength calibrated spectra, with algorithms described in Baranne et al. (1996). Brighter stars ( $V < 13$ ) were observed with a thorium lamp illuminating the monitoring fiber, as needed for best (15 m.s $^{-1}$ ) radial velocity accuracy (Baranne et al. 1996). Fainter stars always have insufficient S/N to reach

such an accuracy, and they were instead observed with this fiber illuminated by the sky, allowing subtraction of the diffused solar light whose lines would otherwise bias the velocity profile. Integration times ranged between 10 minutes and 1 hour, and resulted in signal to noise ratios in the 47th order ( $\sim 555$ nm) ranging between 4 and 150, with a median of  $\sim 15$ .

### 2.3. Rotational velocity analysis

The extracted spectra were analysed for velocity by digital cross-correlation with a binary template (i.e. a spectrum where each pixel is set either to 1 or 0). This processing is standard for ELODIE spectra (Queloz 1995a, 1995b) and it closely mirrors the optical cross-correlation performed in the older CORAVEL spectrograph (Baranne et al. 1979). It effectively amounts to averaging with equal weights the few thousand lines included in the binary template. Given their random blending with weaker lines, and by virtue of the central limit theorem, this results in a very clean, nearly gaussian, instrumental velocity profile. This comes at a price in sensitivity, which could be improved in various ways, for instance by giving more weight to the deeper lines. Useful velocity information can nonetheless still be extracted from spectra with average S/N lower than 1.

The correlation template used for this program was generated by Baranne et al. (1996) from a Bell & Gustafsson (private communication) synthetic spectrum of a K0III star, and is part of the standard ELODIE reduction package. Though not an optimal match for the M stars discussed here, this mask was the reddest available when this program was started, and it generally produces a good correlation dip even for low signal to noise ratio spectra of the later M dwarfs in our sample. As discussed below, the width of this correlation profile for non rotating stars ( $\sigma_0$ ) is also nearly constant in the [K7V,M6V] interval. This advantageous feature (for the present purpose) is not shared by the redder masks which have now become available: the intrinsic full width to half maximum of their correlation profile varies by over  $1 \text{ km.s}^{-1}$  over the [M0V,M6V] range (Delfosse et al. 1997). The calibration of the measured profile width to  $v \sin i$  is then more difficult, and it would in particular require more accurate  $R - I$  colour indexes than are available for a number of stars. The K0 template was thus retained.

The three fastest rotators however produced shallow correlation dips with the K0 mask, since the same equivalent width is then spread over a wider velocity range. This didn't permit an accurate width determination, and they were thus re-correlated with a preliminary M0V mask generated from the observed spectrum of Gl 411 (Queloz, private communication). The resulting correlation dips are twice as deep and the linewidth accuracy correspondingly better. These fast rotators have broad enough lines that the correlation process doesn't measurably widen their correlation dips, and there is no need to calibrate out a contribution of the mask. An equivalent reprocessing was considered unnecessary for slower rotators, since the uncertainty on their  $v \sin i$  is dominated by the intrinsic dispersion in their unbroadened profile (as discussed below), and improved S/N would not help much. The width of the correlation function was in all cases estimated by fitting a gaussian function. Accurate radial velocities were measured at the same time. They will be used in forthcoming papers to discuss the binary fraction in field M dwarfs and to obtain some accurate stellar masses.

The standard error on the profile width was calibrated as a function of spectral type and signal to noise ratio, through Mon-

tecarlo simulations along the lines of Baranne et al. (1996), adding controlled photon noise and CCD readout noise to high signal to noise ratio spectra. Their  $C(T_{eff})$  constant (their equation (9)) is 0.085 for early M dwarfs ([M0,M2]) and 0.075 for M3V and cooler spectral types.

#### 2.3.1. $v \sin i$

The resulting profile 1/e half-widths are plotted in figure 1a, as a function of the  $R-I$  colour index. As can be seen, the plot has a well defined lower envelope, populated by slow rotators and/or nearly pole-on stars, which corresponds to the instrumental profile width  $\sigma_0$  of the spectrograph+correlation combination. Figure 1b zooms on this lower envelope and shows a small but significant colour dependence of this instrumental width, better seen in figure 1c which only shows the non-active (and thus non-rotating, Section 4) stars:  $\sigma_0$  decreases from  $\sim 5.1 \text{ km.s}^{-1}$  to  $\sim 4.7 \text{ km.s}^{-1}$  between  $R-I=0.8$  and  $R-I=1.5$ , and seems to saturate for redder stars. A somewhat larger variation is observed for earlier stars, with  $\sigma_0$  increasing from  $4.6 \text{ km.s}^{-1}$  to  $\sim 5 \text{ km.s}^{-1}$  over the G0V-K7V spectral range ( $R-I=[0.3,0.8]$ ), (Queloz 1995a, and private communication). Part of this variation certainly results from the better spectral resolution in the red part of the ELODIE format, which carries increasing weight in the correlation profile for decreasing effective temperatures. Systematic changes in pressure broadening and microturbulent velocity with effective temperature probably contribute too.

At a given  $R-I$  colour there is also some significant intrinsic dispersion in  $\sigma_0$ , at a level of  $\sim \pm 100 \text{ m.s}^{-1}$  (Figure 1c). For C and K stars metallicity explains most of this intrinsic dispersion (Queloz, 1995a), with a larger fraction of the lines broadened by saturation in metal-rich stars. The same mechanism must also contribute in M dwarfs, but the Zeeman effect and different levels of microturbulent broadening in individual stars could play a role too.

Given the low level of the  $\sigma_0$  variations, we have not attempted to calibrate them out. Instead, we have quadratically added a  $200 \text{ m.s}^{-1}$  systematic uncertainty to the standard errors of all profile width measurements before we determined confidence intervals for  $v \sin i$ . This currently sets the limit on the accuracy of the measured  $v \sin i$ : even though ELODIE can measure the 1/e half-width of the correlation profile of bright stars to better than  $20 \text{ m.s}^{-1}$  (i.e. to 1/200 pixel), we are unable to measure  $v \sin i$  below  $\sim 2 \text{ km.s}^{-1}$ .

For warmer stars, the  $v \sin i - \sigma$  calibration is established (Queloz 1995a) by convolving the spectrum of a number of stars with known long rotational periods (hence negligible broadening) with a rotational broadening profile (e.g. Gray 1992, p 370), and measuring the resulting correlation width. We use the same method, but there are unfortunately very few rotation period measurements for late main sequence stars: no star later than M2 has a known long rotational period, and for the spectral type range of our sample, only Gl 411 (M2, old disk population,  $P_{rot} = 48.0 \text{ days}$ ,  $v \sin i \leq 0.4 \text{ km.s}^{-1}$ ) and Gl 820B (K5, old disk population,  $P_{rot} = 48.00 \text{ days}$ ,  $v \sin i$

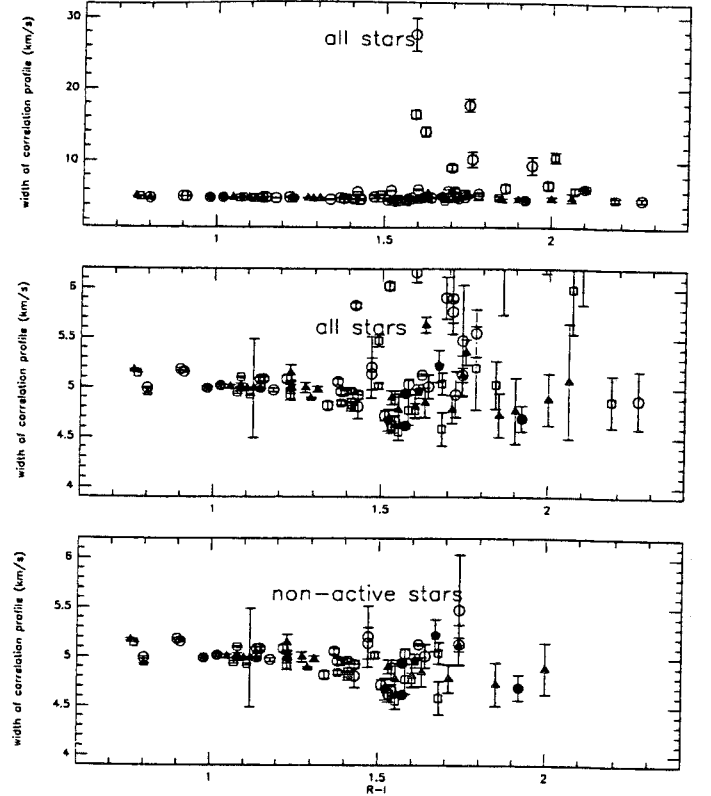
$\leq 0.8 \text{ km.s}^{-1}$ ) (Hempelmann et al. (1995)) have measured periods that imply  $v \sin i \lesssim 1.5 \text{ km.s}^{-1}$ . We have used those two stars for our calibration, and complemented them by Barnard's star (Gl 699, halo M4). Gl 699's rotational period is unknown, but it must be a very slow rotator given its old kinematic population and lack of magnetic activity, and the correlations discussed in section 4. The  $v \sin i$  difference between the three calibrations is less than  $1 \text{ km.s}^{-1}$  below  $v \sin i = 8 \text{ km.s}^{-1}$ , and only reaches  $2 \text{ km.s}^{-1}$  at large rotational velocities. The unknown  $\sin i$  factor is then always a more significant uncertainty source in the analysis. We have used the Gl 411 calibration, to which  $\sigma = 0.5476 \times \sqrt{v \sin i^2 + 8.467^2}$  is a good analytical fit. 68% confidence intervals for  $v \sin i$  were obtained by applying the  $v \sin i$  calibration to  $\pm 1$  sigma intervals centered on the measured correlation profile width.

Because rotation and magnetic fields are linked, part or all of the broadening that we attribute to rotation could, in principle at least, be due to Zeeman splitting of individual lines, as first suggested by Benz and Mayor (1984). This would however require rather strong magnetic field, with  $3 \text{ km.s}^{-1}$  broadening already corresponding to  $\sim 5 \text{ kG}$  (Benz and Mayor, 1984). Such fields have only been found in the most active cool main sequence stars, and appear unlikely for the vast majority of the sample. Zeeman broadening in addition could not explain the faster rotators ( $v \sin i \gtrsim 10 \text{ km.s}^{-1}$ ), since strong magnetic field would produce a resolved Zeeman pattern (e.g. Babel et al., 1995) which is quite distinct from the observed rotational profiles. We therefore believe that, with at most a few exceptions, the measured  $v \sin i$  are indeed due to rotation.

Given the poorer  $v \sin i$  sensitivity of Stauffer & Hartmann (1986), the most suitable comparison sample is Marcy & Chen (1992), who measured projected rotational velocities for 47 field late-K and M dwarfs, and found measurable rotation ( $v \sin i > 3 \text{ km.s}^{-1}$ ) in only 5. Contrary to them, we find that one quarter of the field M dwarfs have measurable rotation (up to  $v \sin i \simeq 50 \text{ km.s}^{-1}$ ). This apparent discrepancy may be partly due to our slightly lower detection threshold of  $2 \text{ km.s}^{-1}$ , but it mostly reflects a better sampling of the late M subtypes. As discussed below, the late M dwarfs have a much larger fast rotator fraction. For the 19 stars in common with Marcy & Chen (1992), the two measurements are fully consistent. For Gl 285 and Gl 388 they respectively measure  $4.8 \pm 2.3 \text{ km.s}^{-1}$  and  $5.8 \pm 0.5 \text{ km.s}^{-1}$ , where we obtain  $6.5 \pm 1.1 \text{ km.s}^{-1}$  and  $6.2 \pm 0.8 \text{ km.s}^{-1}$ . For the 17 other stars their upper limits of  $\sim 3 \text{ km.s}^{-1}$  are consistent with our measurements of at most  $2.9 \text{ km.s}^{-1}$ . GJ 1111 was measured by Basri & Marcy (1995) and there is also good agreement: they measure  $11 \pm 2.5 \text{ km.s}^{-1}$  where we obtain  $8.1 \pm 1.1 \text{ km.s}^{-1}$ .

#### 2.4. $L_{H\alpha}/L_{\text{bol}}$ and $L_{H\beta}/L_{\text{bol}}$

A significant fraction of the sample shows emission in the hydrogen Balmer lines, sometimes extending to  $H_{\epsilon}$ . We have then used the spectra to determine their  $H_{\alpha}$  and  $H_{\beta}$  fluxes. We didn't on the other hand attempt measuring the (weaker) Balmer absorption seen in most of the early M spectra.



**Fig. 1.**  $1/e$  half-width of the correlation profile as a function of the  $(R - I)_c$  color index for a) and b) all stars, and c) the non-active stars (no  $H_{\alpha}$  emission) only. Symbol codes are: open circles for the young disk, open squares for the young/old disk, filled triangles for the old disk, filled circles for the halo. Known or possible short period binaries ( $P < 30$  days) have been excluded in these plots.

Since line spectrophotometry wasn't an initial objective of the program, the observations have no matching spectrophotometric calibration. Comparison of two observations of the OV spectro-photometric standard HD93512 separated by  $\sim$  one year (D.Queloz, private communication) however shows that the relative efficiency of ELODIE (+telescope+atmosphere) is stable to within  $\sim 10\%$  over the  $[460 \text{ nm}, 680 \text{ nm}]$  range, even though variations at bluer wavelength are considerably larger. This interval contains  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$ , and the V filter passband. The average of these two spectra was thus used to convert all observations to relative flux density.

The calibrated spectra were integrated over the V filter passband and the width of the two Balmer lines to produce relative fluxes in these three bands. Those for the lines were continuum subtracted, using the average flux density of two nearby bandpasses ( $655.0\text{-}655.9 \text{ nm}$  and  $656.8\text{-}657.7 \text{ nm}$  for the  $H_{\alpha}$  line;  $484.8\text{-}485.7 \text{ nm}$  and  $486.6\text{-}487.5 \text{ nm}$  for the  $H_{\beta}$  line) as an estimate of the continuum level at the line wavelength. Continuum definition is difficult for these very cold stars, whose spectra are made up of a forest of overlapping blended lines. For weak chromospheric lines, its uncertainties are the dominant error source on the relative line flux, and they prevent us from

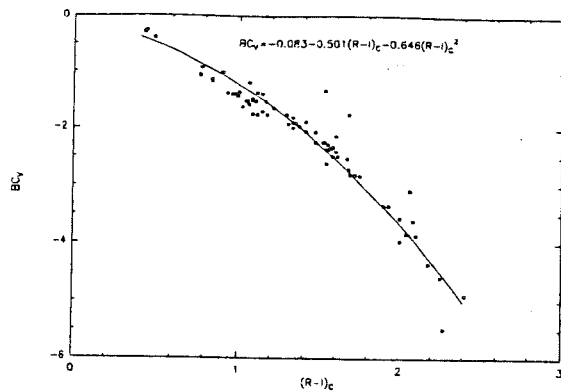


Fig. 2. Bolometric correction curve. The fit is  $BC_V = -0.083 - 0.501(R-I)_C - 0.646(R-I)_C^2$

measuring equivalent widths smaller than  $\sim 0.4 \text{ \AA}$  (typically  $L_{H\alpha}/L_{bol} \simeq 10^{-5}$  for an M5 dwarf). Their contribution to the eventual error bars on  $L_{H\alpha}/L_{bol}$  and  $L_{H\beta}/L_{bol}$  was estimated from the difference between the continuum computed at the right and at the left of the line, probably giving slightly overestimated errors. The fluxes were then converted to relative luminosities,  $L_{H\alpha}/L_V$  and  $L_{H\beta}/L_V$ . To convert those to fractional luminosities in the lines,  $L_{H\alpha}/L_{bol}$  and  $L_{H\beta}/L_{bol}$ , a V band bolometric correction is needed. We have compiled the bolometric correction measurements from Tinney et al. (1993), Berriam & Reid (1987), Reid & Gilmore (1984), and Greenstein (1989), and determined a fit as a function of the  $(R-I)_C$  colour:  $BC_V = -0.083 - 0.501(R-I)_C - 0.646(R-I)_C^2$  (figure 2).  $(R-I)_C$  was taken from Leggett (1992) whenever possible, or the Kron R-I listed in the CNS3 catalog (Gliese & Jahreiss 1991) were converted to the Cousins system using the transformation given in Bessel (1983). The resulting Balmer lines luminosities are listed in Table 4.

Standard errors for the fractional luminosities in the two chromospheric lines were estimated from the quadratic sum of the pseudo-continuum definition uncertainty with a 10% uncertainty for the relative spectrophotometric calibration. They are usually much lower than the typical intrinsic variability of the Balmer lines in these active stars: multiple observations of the same star often differ by more than a factor of two.

### 2.5. $L_X/L_{bol}$

Schmidt et al. (1995) list the X-ray luminosity of all K and M stars within 7 pc. They have obtained deep ROSAT pointed observations for all their stars which were not detected in the ROSAT all-sky survey (RASS), so the nearer half of our sample has nearly complete X-ray information. Between 7 and 9 pc we have used the RASS catalog data (Voges et al. 1997), with the count-rate to flux calibration (Fleming et al. 1995) used by Schmitt et al. (1995). Use of the RASS data results in a limiting sensitivity of about  $2.5 \times 10^{27} [d/10 \text{ pc}]^2 \text{ erg.s}^{-1}$  (Schmidt et al. 1995), and 34 non detections.

Table 3. Binary stars not considered for the rotation study

Name	$\alpha$ (J2000.0)	$\delta$ (J2000.0)	spectral type
LP 476-207	05:01:59.3	+09:58:53.3	M4
GI 268	07:10:01.8	+38:31:46.4	M4.5
GJ 1103	07:51:55.6	+00:00:50.8	M4.5
GJ 2069A	08:31:37.6	+19:23:39.3	M3.5
GJ 1116	08:58:14.9	+19:45:43.4	M5.5
LHS 6158	08:58:56.0	+08:28:18.8	M3.5
GI 381	10:12:04.7	-02:41:05.8	M2.5
GI 473	12:33:17.3	+09:01:16.5	M5
GI 487	12:49:02.8	+66:06:36.7	M3
LHS 2887	14:17:01.3	+31:42:50.1	M4
GI 644AB	16:55:28.8	-08:20:11.2	M3
G 203-47	17:09:31.8	+43:40:46.0	M3.5
GI 661	17:12:07.9	+45:39:59.2	M3.5
GI 695BC	17:46:25.5	+27:43:00.9	M3.5
GJ 1230A	18:41:09.2	+24:47:08.7	M4.5
GI 747	19:07:44.7	+32:32:54.5	M3
GI 831	21:31:18.6	-09:47:25.7	M4.5
GI 866	22:38:33.8	-15:18:01.6	M5.5
GI 896A	23:31:52.2	+19:56:15.0	M3.5

### 2.6. UVW space motion and kinematic population

The UVW space motion in Table 4 is calculated from our measurements of radial velocity, trigonometric parallaxes and proper motions taken from either the Yale General Catalogue of Trigonometric Stellar Parallaxes (Van Altena et al. 1991) or the Hipparcos input catalogue (Turon et al. 1993). U, V and W are heliocentric, with U positive toward the Galactic anti-center. The proper motion standard errors typically translate into  $\sim 1 \text{ km.s}^{-1}$  uncertainties on the space motion, while the parallax typically contribute a  $\sim 5\%$  proportional uncertainty. The accurate radial velocities do not contribute appreciably to the overall UVW errors, except perhaps for an occasional unrecognised spectroscopic binary. The space velocities were then used to distribute the stars into young disk, old disk, and Population II, with two intermediate groups young/old disk and old disk/Population II, adopting the criteria of Leggett (1992). Our classification agrees with hers for stars in common, except where our improved radial velocities significantly change the space velocity. It must of course be remembered that these population assignments are only statistically valid, as there is significant overlap between the velocity distributions of the different galactic populations (e.g. Carney et al. 1990). Given the low relative local density of the halo, the older kinematic group is most likely dominated by the thick disk rather than the true halo.

## 3. Rotational velocities

### 3.1. Sample pruning

A total of 19 binary stars had to be ignored in the study of the rotational velocity distribution (Table 3). Eight are

**Table 4.** Rotational, activity and kinematic parameters of the program stars.  $\sigma$ : width of correlation profile with the K0 template, except <sup>a</sup> with the M0 template. The quoted uncertainty on  $\sigma$  is that due to photon and readout noise, while the standard error on  $v \sin i$  also includes a  $200 \text{ m.s}^{-1}$  dispersion on  $\sigma_0$ , the width of the correlation profile of a non rotating star. <sup>b</sup>: space velocities were computed using an inaccurate radial velocity ( $\pm 2 \text{ km.s}^{-1}$ ), because we have not yet covered a full orbital period. <sup>c</sup> space velocities use the barycentric radial velocity from Marcy & Chen (1992).

name	$\sigma$	err.	$v \sin i$	err.	$\log(L_{\text{BOL}})$	$\log(L_{H\alpha})$	err.	$\log(L_{H\beta})$	err.	$\log(L_X)$	U	V	W	Dyn. Pop.
			$\text{km.s}^{-1}$		$\text{erg.s}^{-1}$	$\text{erg.s}^{-1}$		$\text{erg.s}^{-1}$		$\text{erg.s}^{-1}$	$\text{km.s}^{-1}$	$\text{km.s}^{-1}$	$\text{km.s}^{-1}$	
GJ 1002	4.88	.26	<3.0		30.79	-	-	-	-	<25.55	-37	-41	27	OD
GI 15A	5.00	.01	<2.9		31.96	-	-	-	-	27.15	49	-12	-3	YD
GI 15B	5.03	.05	<3.1		31.15	-	-	-	-	26.67	48	-13	-4	YD
GI 34B	4.99	.01	<2.9		32.37	-	-	-	-	27.15	31	-8	-16	YD
GI 48	4.84	.02	<2.4		32.18	-	-	-	-	<27.30	64	-39	-14	YO
GI 49	5.08	.02	<3.4		32.21	-	-	-	-	<27.33	22	-22	4	YD
LP 467-16	9.42	1.18	15.2	2.4	30.99	27.09	.03	26.36	.04	27.80	6	-5	-6	YD
GI 70	5.00	.04	<3.0		31.72	-	-	-	-	<27.28	-40	-20	2	OD
GI 83.1	5.36	.13	3.8	1.6	31.05	26.70	.16	26.23	-	27.33	-14	-51	3	OD
GI 105B	4.81	.12	<2.4		31.58	-	-	-	-	<27.13	79	1	34	OD
GI 109	4.96	.03	<2.8		31.83	-	-	-	-	27.33	40	-17	-13	YD
GJ 1057	4.72	.22	<2.2		31.11	-	-	-	-	<27.24	60	-42	20	OD
GI 166C	5.63	.08	5.5	1.3	31.43	27.48	.08	26.74	.02	28.02	-96	-10	-38	OD
GI 169.1A	4.77	.07	<1.9		31.56	-	-	-	-	26.40	59	-38	-9	YO
LHS 1723	5.04	.11	<3.2		31.31	-	-	-	-	27.35	21	-18	-38	YO
GI 205	4.99	.01	<2.9		32.44	-	-	-	-	27.57	-25	-59	-11	OD
GI 213	4.96	.07	<2.9		31.47	-	-	-	-	<26.68	89	-94	9	H
LHS 1805	4.90	.07	<2.7		31.50	-	-	-	-	<27.14	-15	28	10	OD
G 099-049	6.16	.10	7.39	0.8	31.42	27.50	.05	26.98	.01	28.01	26	-16	1	YD
GI 232	5.01	.12	<3.1		31.15	-	-	-	-	<27.22	-15	-15	7	YD
GI 234A	5.76	.11	6.0	0.9	31.37	27.32	.06	26.85	-	27.75	3 <sup>b</sup>	-24 <sup>b</sup>	4 <sup>b</sup>	YD
GI 251	4.84	.02	<2.4		31.84	-	-	-	-	26.01	28	-3	-17	YD
LHS 1885	5.03	.24	<3.7		31.08	26.90	.07	26.35	.05	28.30	17	-10	15	YO
GJ 1093	4.77	.33	<2.8		30.67	25.82	.66	-	-	<27.16	-43	-33	10	OD
GI 268.3A	4.92	.04	<2.7		31.79	-	-	-	-	<27.18	-6	-8	-7	YD
GI 268.3B	4.81	.12	<2.4		31.79	-	-	-	-	<27.18	-6	-8	-7	YD
GI 273	4.78	.16	<2.4		31.65	-	-	-	-	25.88	-16	-65	-17	OD
G 089-032	6.30	.57	7.9	2.1	31.07	27.08	.08	26.01	.15	<26.96	13	-23	8	YD
GI 285	5.91	.21	6.5	1.1	31.69	28.03	.02	27.44	.02	28.67	20	-22	-10	YD
GJ 1105	4.63	.08	<2.0		31.45	-	-	-	-	<27.21	-19	-28	-8	YD
GI 299	5.22	.16	3.0	1.7	31.10	-	-	-	-	<25.55	-71	-155	-31	H
GJ 2066	4.92	.05	<2.7		32.00	-	-	-	-	<27.27	54	-34	7	YO
GJ 1111	4.88 <sup>a</sup>	.29	8.1	1.1	30.48	26.09	.05	25.26	.23	26.60	17	-10	-13	YD
GJ 2069B	5.90	.36	6.5	1.7	31.17	27.28	.03	26.70	.04	28.40	8	-5	-8	YD
GI 338A	5.18	.01	2.9	1.2	32.44	-	-	-	-	27.51	42	-16	-24	YD
GI 338B	5.16	.01	2.8	1.2	32.41	-	-	-	-	27.51	43	-15	-23	YD
GI 380	5.14	.01	2.8	1.4	32.49	-	-	-	-	27.45	7	-19	-35	YO
GI 382	4.97	.02	<2.9		32.27	-	-	-	-	27.44	3	-13	-3	YD
GI 388	5.83	.03	6.2	0.8	31.94	28.17	.03	27.68	.02	28.92	15	-7	3	YD
GI 393	5.00	.02	<2.9		32.08	-	-	-	-	<27.17	7	-30	-18	YO
GI 402	4.78	.15	<2.3		31.54	-	-	-	-	<26.82	11	-29	-24	YO
GI 406	4.87	.26	<2.9		30.55	26.44	.04	25.46	.08	27.78	27	-45	-16	YO
GI 408	4.82	.04	<2.3		31.89	-	-	-	-	<27.04	9	-11	-4	YD
GI 411	4.99	.01	<2.9		31.90	-	-	-	-	26.84	-46	-54	-75	OD
GI 412A	5.02	.02	<3.0		32.01	-	-	-	-	<26.00	141	-7	7	HO
GI 412B	6.25	.41	7.7	1.7	30.84	26.79	.08	26.35	.03	27.56	141	-7	7	HO
GI 424	5.00	.02	<2.9		32.09	-	-	-	-	<27.24	133	-8	0	HO
GI 445	4.67	.11	<2.0		31.51	-	-	-	-	26.63	-46	11	-104	H
GI 447	4.58	.17	<2.0		31.18	-	-	-	-	26.78	-18	6	-33	YO
GJ 1151	5.12	.20	<4.1		31.18	-	-	-	-	<27.21	27	-66	-34	OD
GI 450	5.08	.02	<3.3		32.12	-	-	-	-	27.71	16	5	-5	YD
LHS 2520	4.62	.02	<2.0		31.54	-	-	-	-	<27.28	-29	-71	37	HO
GJ 1154A	5.55	.24	5.2	2.1	31.05	27.19	.05	26.60	.01	27.77	28	-20	-22	YD
GJ 1156	6.71	.56	9.2	1.9	31.04	27.06	.04	26.65	.01	27.65	37	-14	1	YD
GI 486	4.55	.08	<2.0		31.83	-	-	-	-	<27.32	24	-43	11	YO
GI 493.1	10.25	1.04	16.8	2.1	31.13	27.17	.05	26.67	.06	27.92	40	-5	-21	YD
GJ 2097	5.13	.07	<3.7		31.23	-	-	-	-	<26.69	2	-1	-11	YD
GI 514	5.01	.02	<2.9		32.22	-	-	-	-	27.47	-61	-9	-5	OD
G 165-08	27.51 <sup>a</sup>	2.28	55.5	8.4	31.50	27.89	.01	27.43	.01	28.31	4	-8	10	YD
GI 526	4.98	.02	<2.9		32.04	-	-	-	-	26.60	-57	-2	-2	OD
GI 555	5.13	.01	2.7	1.6	31.63	-	-	-	-	<26.67	15	7	14	YD

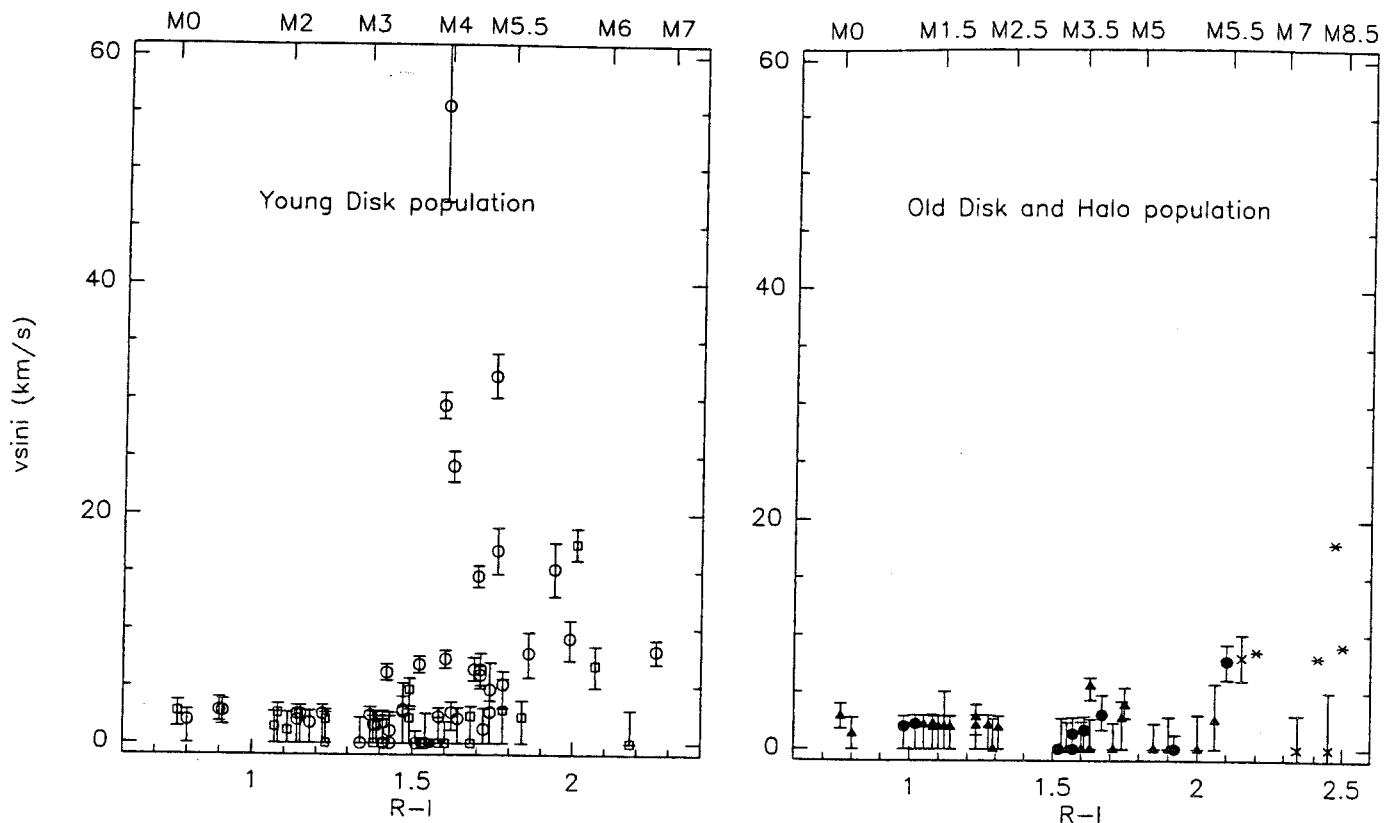


name	$\sigma$ err.	$v \sin i$ err. (km.s <sup>-1</sup> )	$\log(L_{BOL})$ erg.s <sup>-1</sup>	$\log(L_{H\alpha})$ erg.s <sup>-1</sup>	err.	$\log(L_{H\beta})$ erg.s <sup>-1</sup>	err.	$\log(L_X)$ erg.s <sup>-1</sup>	U km.s <sup>-1</sup>	V	W	Dyn. Pop.
Gl 581	4.80 .04	<2.1	31.74	-	-	-	-	<26.44	23	-31	9	YO
Gl 623	4.98 .03	<2.9	31.87	-	-	-	-	<27.14	-22 <sup>c</sup>	2 <sup>c</sup>	-47 <sup>c</sup>	YO
Gl 625	5.08 .04	<3.4	31.73	-	-	-	-	26.88	-7	-2	-19	YD
Gl 628	4.72 .05	<1.1	31.60	-	-	-	-	26.44	13	-19	-21	YD
Gl 643	4.87 .10	<2.7	31.28	-	-	-	-	26.76	-19	-31	10	YO
Gl 673	5.17 .01	2.8 1.1	32.60	-	-	-	-	27.64	-1	-54	-10	OD
Gl 686	4.99 .50	<5.0	31.99	-	-	-	-	<27.15	32	33	-20	OD
Gl 687	4.97 .02	<2.8	32.02	-	-	-	-	26.88	-33	-26	-7	YO
Gl 699	4.94 .03	<2.8	31.17	-	-	-	-	25.58	141	4	19	HO
Gl 701	5.10 .01	<3.5	32.03	-	-	-	-	<27.13	-32	14	-18	YO
GJ 1224	5.20 .42	<5.6	30.99	26.96 .07		26.32 .03		27.93	28	-29	12	YO
LHS 3376	9.10 .43	14.6 1.0	30.94	26.86 .09		26.26 .10		27.31	17	8	-10	YD
GJ 1227	4.78 .14	<2.3	31.07	-	-	-	-	<27.21	-53	-25	21	OD
LP 229-17	4.60 .06	<2.0	31.67	-	-	-	-	<27.19	4	13	5	YO
GJ 1230B	5.48 .56	<7.1	30.81	-	-	-	-	27.66	10	1	-18	YD
Gl 725A	4.95 .02	<2.8	31.85	-	-	-	-	26.30	26	-13	27	YO
Gl 725B	4.96 .03	<2.8	31.52	-	-	-	-	26.30	26	-11	28	YO
Gl 745A	5.00 .06	<3.0	31.72	-	-	-	-	<27.25	-35	12	14	OD
Gl 745B	5.15 .08	2.8 1.6	31.73	-	-	-	-	<27.25	-35	12	14	OD
Gl 752A	4.89 .01	<2.6	32.11	-	-	-	-	26.71	-53	-9	-5	OD
GJ 1245AC	10.55 .70	17.4 1.4	30.92	26.65 .09		25.99 .04		27.18	-7	6	-13	YO
GJ 1245B	6.00 .45	6.8 1.9	30.76	26.51 .10		25.85 .03		27.18	-7	6	-13	YO
Gl 791.2	17.70 <sup>a</sup> .90	32.0 2.0	31.31	27.30 .06		26.82 .02		27.88	36	-16	-11	YD
Gl 793	5.06 .03	<3.2	31.88	-	-	-	-	27.80	21	9	-6	YD
Gl 809	4.95 .01	<2.8	32.33	-	-	-	-	27.47	-22	-11	-20	YO
Gl 820B	4.94 .01	<2.8	32.49	-	-	-	-	27.02	90	-54	-9	OD
Gl 829A	5.14 .16	<4.0	31.90	-	-	-	-	<26.86	38	-17	-4	YD
Gl 829B	5.21 .31	<5.3	31.90	-	-	-	-	<26.86	38	-17	-4	YD
G 188-38	16.45 <sup>a</sup> .60	29.4 1.2	31.58	27.85 .03		27.43 .02		28.44	14	-4	-7	YD
Gl 849	4.84 .05	<2.4	32.09	-	-	-	-	<27.31	42	-18	-16	YD
Gl 860A	5.02 .03	<3.0	31.66	-	-	-	-	27.38	-26	-28	2	YO
Gl 860B	5.47 .06	4.7 1.5	31.08	26.97 .11		26.52 .04		27.38	-26	-28	2	YO
Gl 873	6.03 .04	6.9 0.8	31.72	28.02 .03		27.62 .01		29.08	-20	1	-1	YD
Gl 876	4.66 .06	<2.0	31.74	-	-	-	-	26.51	13	-20	-11	YD
Gl 880	4.92 .01	<2.8	32.28	-	-	-	-	27.17	-33	-17	25	YO
Gl 896B	14.04 .66	24.2 1.4	31.20	27.36 .05		26.88 .02		28.62	15	-5	-7	YD
GJ 1286	5.07 .58	<5.7	30.87	25.91 .61		25.05 6.63		<27.10	12	-54	16	OD
Gl 905	4.69 .13	<1.2	30.94	-	-	-	-	27.19	-34	-76	-3	HO
GJ 1289	4.85 .15	<2.6	31.32	-	-	-	-	27.70	28	-19	-13	OD
Gl 908	5.02 .02	<3.0	31.98	-	-	-	-	27.10	9	-70	40	OD

double-lined spectroscopic binaries with measured or possible short periods: Gl 268 (P=10 days, Tomkin & Pettersen 1986), GJ 1230A (Gizis & Reid 1996), G 203-47, LP 476-207, GJ 2069A (P = 3 days), Gl 896A, LHS 6158 (P = 7.5 days) and LHS 2887 (Delfosse et al. 1997). At short orbital periods (P  $\lesssim$  10 days), rotation is tidally locked to the orbit, and it no longer reflects the processes at play in an isolated star. Conservatively, we have thus eliminated all binaries whose measured or probable period is less than 30 days.

We have also eliminated 11 multiple systems for which we could not simply disentangle the velocity signatures of the components. Gl 381 is a marginally separated double-lined spectroscopic binary and Gl 487 is a triple-lined system with one long period (Delfosse et al. 1997). The other 9 are known visual or speckle binaries where both stars contribute signif-

icant light to the joint spectrum (( $\Delta V \leq 2.5$ ): Gl 473 (Perrier et al. 1991; Henry et al. 1992) Gl 644 (Pettersen et al. 1984), Gl 661 (Henry & McCarthy 1993; Hartkopf et al. 1996)), Gl 695BC (Al-Shukri et al. 1996), Gl 747 (Blazit et al. 1987), Gl 831 (Henry & McCarthy 1993), Gl 866 (Leinert et al. (1990)), GJ 1103AB and GJ 1116AB. Our sample includes a few other speckle binaries (GJ 1245AC, Gl 623, Henry & McCarthy 1993; Gl 234AB, Coppenbarger et al. 1994), but their secondaries are faint enough that they don't affect the rotational velocity measurement of the bright component. Some additional marginally resolved double lined spectroscopic binaries could still remain unrecognised. Over 90% of the sample however now has multiple measurements, separated by typically one year. Since only one such object (Gl 381) has been



**Fig. 3.** Projected rotational velocity as a function of the  $(R-I)_c$  color index for a) stars with young disk kinematics, and b) stars with kinematics typical of older populations. Known short period binaries or binaries with blended correlation profile have been excluded in both plots. The symbol coding is the same as in figure 1, except that stars in b) are old disk stars from Basri et al. 1996.

identified with those data, at most a few should remain in the sample.

Gl 829 and Gl 268.3 are both well separated long period double lined spectroscopic binaries, and each enter as two data points in Table 2. 101 individual measurements therefore contribute to the rotation velocity distribution.

### 3.2. Distribution of rotational velocities

Figure 3 shows the distribution of  $v \sin i$  as a function of the  $R-I$  colour index, separately for stars with young and old kinematic characteristics. It is immediately apparent that rotational velocity has a strong dependence on both spectral type (as measured by the  $R-I$  color) and dynamic population (used as an ersatz for age). Below  $(R-I)_c=1.4$  (M3V), there is no star with measurable rotation in either plot. Above this value, an increasingly large fraction of the dynamically young stars has large rotational velocities, and beyond  $(R-I)_c=1.9$  (M5.5) essentially all of them rotate. The plot for the older population on the other hand only includes two stars with significant rotation, the M4.5 ( $(R-I)_c=1.6$ ) dwarf Gl 166C with  $v \sin i = 5.2 \text{ km.s}^{-1}$  and the M6 dwarf ( $(R-I)_c=2.1$ ) Gl 412B with  $v \sin i = 9.4 \text{ km.s}^{-1}$ . For the size of the two subsamples ( $\sim 65$  dynamically younger objects and  $\sim 33$  older ones) this difference is statistically significant (Figure 4).

Given the overlap of the velocity distributions of the various galactic populations, Figure 3b by necessity contains some younger stars, so that it would in principle be possible that no old star actually has significant rotation. There is indeed good evidence that Gl 166C is a young disk star on the tail of the velocity distribution of its population, since Eggen (1996) deduce an age of only 1.6 Gyr from the  $\text{Ca}^+$  chromospheric flux of Gl 166A, the K1Ve brightest member of the Gl 166 system (Gl 166B is the prototypical white dwarf 40 Eri B). Based on the same argument for Gl 412A, the Gl 412 system on the other hand is 9 Gyr old (Eggen 1996), and Gl 412B is thus probably a true member of the old disk, with significant rotation. At spectral type M6V it is also one of the latest star in the sample, consistent with a general increase of spin-down timescale with decreasing mass, which we advocate for below. This is in line with recent measurements by Basri et al. (1996) who find significant rotation ( $v \sin i > 5 \text{ km.s}^{-1}$ ) for 13 out of 18 very late M dwarfs ( $> \text{M6.5V}$ ). Some of them have no published radial velocities, but there are at least 7 which kinematically belong to the old disk population.

Adopting the calibration of Kirkpatrick & McCarthy (1994), the mass at the M3-M4 spectral type of the break in the rotational velocity distribution of the young population is  $0.18$  to  $0.25 M_\odot$ . This break could thus possibly correspond to the mass ( $0.35 \pm 0.05 M_\odot$ , Chabrier & Baraffe 1997) below

which main sequence stars become fully convective. The radiative/convective boundary is essential to the operation of the shell dynamo which is invoked to explain the large scale solar magnetic field (e.g. Spiegel & Weiss 1980; Spruit & van Ballegoijen 1982), and a change at about this spectral type could thus be expected for both magnetic properties and rotational braking. This approximate agreement must however be coincidental, since a similar feature should otherwise be present at this spectral type in the rotational velocity distribution of the old stellar population, and none is seen. In addition, the recent mass to spectral type calibration of Baraffe & Chabrier (1996) pushes the full convection limit to earlier than M2.5, inconsistent with the position of the break. We therefore believe that, instead of a break at  $0.35M_{\odot}$ , we observe the continuation to lower masses of the increase in spin-down timescale with decreasing mass, seen in young clusters for the more massive star. This implies that the spin-down timescale is a significant fraction of the age of the young disk ( $\sim 3$  Gyr: Mayor 1974; Meusinger et al. 1991) at spectral type M4 ( $\sim 0.15M_{\odot}$ , Baraffe & Chabrier 1996), and a significant fraction of the age of the old disk ( $\sim 10$  Gyr) at spectral type M6 ( $\sim 0.1M_{\odot}$ ).

### 3.3. Fast rotators

In our sample seven stars have  $v \sin i \geq 15 \text{ km.s}^{-1}$  and three are fast rotators, with  $v \sin i \geq 30 \text{ km.s}^{-1}$ : the M4 dwarfs G165-08 ( $v \sin i = 51.5 \pm 4 \text{ km.s}^{-1}$ ), and G188-38 ( $v \sin i = 29.6 \pm 1.2 \text{ km.s}^{-1}$ ) and the M4.5 dwarf G1 791.2 ( $v \sin i = 32.1 \pm 1.7 \text{ km.s}^{-1}$ ). Adopting radii of respectively  $0.3R_{\odot}$  and  $0.2R_{\odot}$  for M4V and M4.5V (Chabrier & Baraffe 1995), the maximum rotational periods  $P/\sin i$  for these three stars are respectively 7.2, 12.7 and 8 hours. For a more massive G dwarf, the same periods would correspond to rotational velocities of  $v \sin i$  of 170-100  $\text{km.s}^{-1}$ , similar to those of the fastest rotators in young open clusters. With a large telescope, these three stars would be good candidates for a doppler imaging program, and could provide extremely important constraints on the magnetic field geometry in fully convective stars.

## 4. Rotation versus activity

The relation between magnetic activity and rotation is observationally well established for G and K dwarfs (e.g. Soderblom et al. 1993 and Stauffer et al. 1994 for recent reviews of the connection with respectively chromospheric and coronal activity), and for M dwarfs in young clusters (e.g. Stauffer et al. 1997). Rotation drives the shell dynamos which are believed to excite stellar activity, and faster rotation excites stronger magnetic activity, up to a saturation threshold of  $\sim 10 \text{ km.s}^{-1}$ . We show here that similar relations hold for the field M dwarfs and observe no break in these relation at the spectral type where the stars become fully convective, and where shell dynamos must stop working.

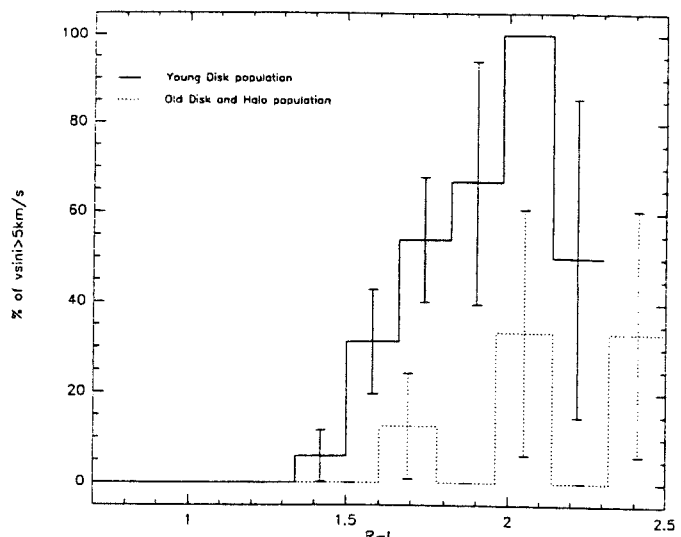


Fig. 4. Fraction of stars with large rotational velocity ( $v \sin i > 5 \text{ km.s}^{-1}$ ) as a function of their spectral type.

### 4.1. Chromospheric activity

Figure 5 shows the fractional luminosity in the first two Balmer lines as a function of  $v \sin i$ , and indicates a saturation type relation between these chromospheric activity diagnostics and the rotational velocity. All stars with a significant  $v \sin i$  have chromospheric activity as well, and the two flux ratios saturate for rather low velocities, of the order of our detection limit of  $2 \text{ km.s}^{-1}$ . Most of the slowly rotating stars only have upper limits for both  $v \sin i$  and the Balmer line luminosities, so that we are unable to document the chromospheric activity increase with rotation velocity, which presumably occurs at lower  $v \sin i$ . The saturation levels ( $L_{H\alpha}/L_{bol} \sim 10^{-3.5} - 10^{-4}$ , and  $L_{H\beta}/L_{bol} \sim 10^{-4} - 10^{-4.5}$ ) are similar to those observed for earlier M dwarfs in the Hyades and Pleiades (Reid et al. 1995b; Stauffer et al. 1997).

The fraction of magnetically active stars amongst field M dwarfs has long been known to depend on both spectral type and age, as probed by the dynamical population (Stauffer & Hartmann 1986). Field M dwarfs with Balmer line emission become more frequent at later M types, and they represent a dynamically younger population than the non-active stars. The present data show that rotation is the underlying physical parameter and that the longer spin-down timescale at lower masses explain both behaviours.

### 4.2. Coronal activity

X-ray emission is the most convenient indicator of coronal activity, and for younger and more luminous stars is well known to correlate with stellar rotation (Bouvier 1990; Fleming et al. 1989). For the Pleiades G, K and M dwarfs for instance, Stauffer et al. (1994) find that  $L_X/L_{bol}$  rises rapidly with rotational velocity until  $v \sin i \sim 15 \text{ km.s}^{-1}$ , and then remains approximately flat at  $L_X/L_{bol} \sim 10^{-3}$ .

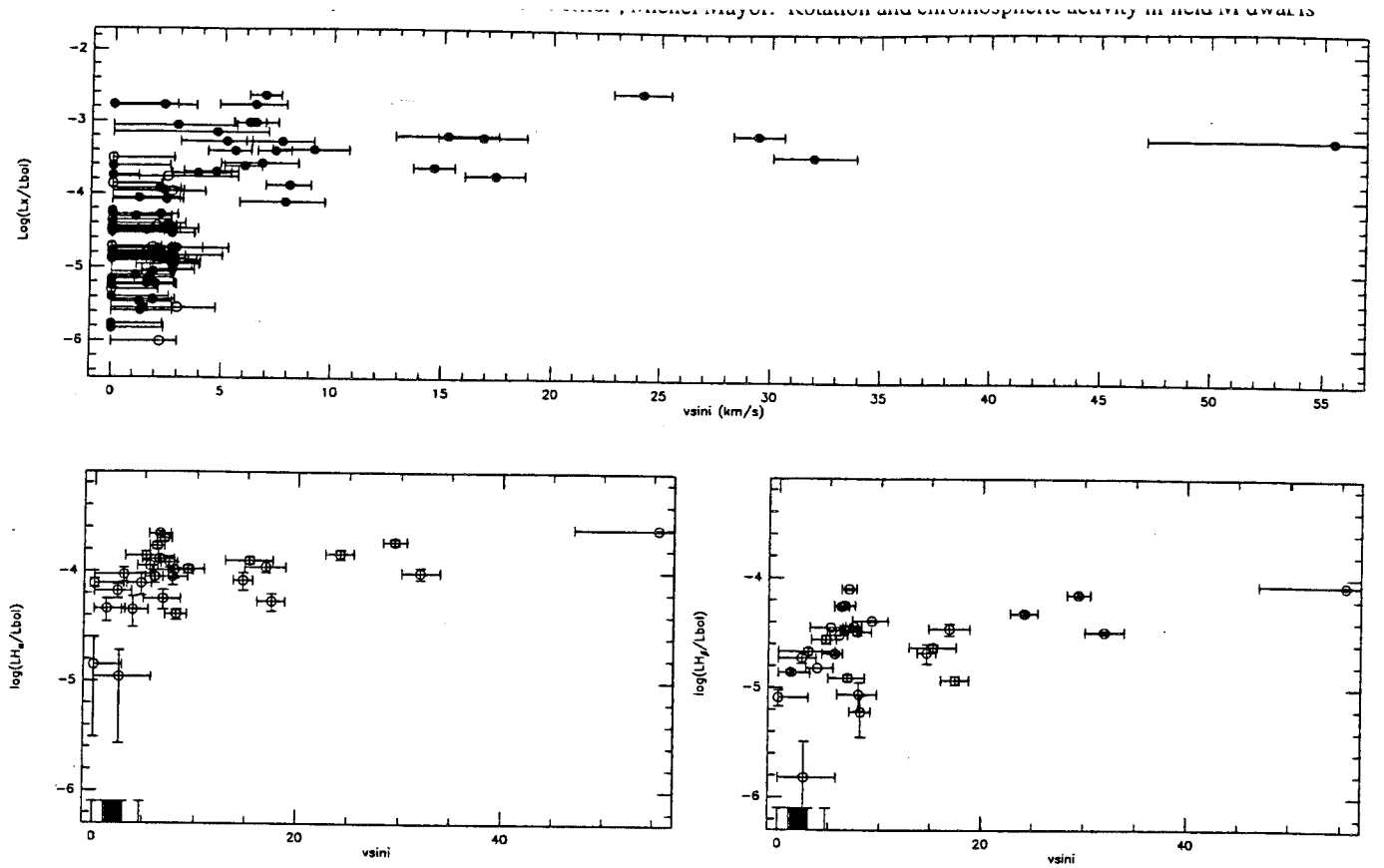


Fig. 5. Chromospheric and coronal activity diagnostics as a function of the projected equatorial velocity

Figure 5 displays the same diagram for the present sample of field M dwarfs, and indicates a qualitatively similar saturation behaviour. Saturation occurs at  $\log(L_X/L_{bol}) \sim -3$ , the value found for M dwarfs in the Pleiades (Stauffer et al. 1994) and the Hyades (Reid et al. 1995b; Stauffer et al. 1997). The saturation velocity, on the other hand, is a factor of 3 lower than for the cluster M dwarfs, at  $v \sin i \sim 4 - 5 \text{ km.s}^{-1}$  instead of  $v \sin i \sim 15 \text{ km.s}^{-1}$ . The poorer spectral resolution of the cluster data and the smaller fraction of open cluster M dwarfs with x-ray data may contribute to a larger apparent saturation velocity: the rising part of the relation is not very well documented, and (in both cases) occurs close to the minimum measurable rotational velocity. The most likely explanation for most of this difference is however the typically larger stellar radius in the cluster samples, since the rotation rate  $\Omega$  (or more precisely the Rossby number) is expected to be the relevant parameter, rather than the equatorial velocity (e.g. Barnes & Sofia, 1996; or Krishnamurthi et al. 1997). The cluster samples are biased towards early M types, while the effective spectral type interval in Fig. 5 is  $\sim [M4, M6]$ : since no field star earlier than M3.5 has measurable rotation, the relation between coronal activity and rotation is only defined by cooler stars. Adopting representative spectral types of M2V for the cluster samples and M5V for the rotating nearby stars, typical radii are thus respectively  $\sim 0.45 R_\odot$  and  $\sim 0.15 R_\odot$  (Chabrier & Baraffe, 1995), and the two saturation velocities correspond to a sim-

ilar rotational period of  $P \sim 1.5$  day. Within our sample, there are possible indications for a spectral type dependence of the saturation velocity, though their significance is marginal. The apparent effect could still result from small number statistics, or be an artefact of our imperfect calibration of the instrumental correlation profile as a function of spectral type.

#### 4.3. Activity in fully convective stars

The extreme M dwarf BRI 0021+0214 (M9.5+,  $v \sin i = 40 \pm 7 \text{ km.s}^{-1}$ , Basri & Marcy 1995), on the other hand, has fast rotation and extremely faint  $H\alpha$  emission (Basri & Marcy 1995), though it is detectable (Tinney et al. 1997). As this is clearly at odds with what is seen in young early M dwarfs (e.g. Stauffer et al. 1997; Stauffer et al. 1994; Patten & Simon 1996), and since the behaviour of mid-M dwarfs was then unknown, Basri & Marcy (1995) tentatively attributed this behaviour to a change in the dynamo process at the mass ( $0.35 M_\odot$  (Chabrier & Baraffe 1997), corresponding to M2.5V (Baraffe & Chabrier 1996)) where stars become fully convective.

The present data show no obvious feature in the rotational velocity distribution at this spectral type, or elsewhere within the M0-M6 range. The activity/rotation relation for the fully convective M3-M6 dwarfs is also similar to that for young more massive stars that retain a radiative core. The change in this re-

lation seen for M9.5V stars ( $\lesssim 0.08 M_{\odot}$ ) must therefore happen at a spectral type later than M6V ( $0.1 M_{\odot}$ ), and is thus not directly related to the transition to full convection. Since the radiative/convective boundary is essential to the operation of the standard  $\alpha - \Omega$  dynamo responsible for the large scale solar magnetic field, a different mechanism has to be invoked to explain the observed magnetic activity in low mass stars, as discussed by Durney et al. (1993). They show that a small scale, turbulent, magnetic field can be generated even in fully convective stars and is mildly enhanced by rotation. The source of stellar magnetic activity should therefore change from the large scale field in solar mass stars to a turbulent field in the fully convective low mass stars. The lack of a sharp boundary at the fully convective mass limit shows that the turbulent field already drives most of the magnetic activity in stars which retain a significant radiative core.

## 5. Summary and conclusions

We have derived rotational velocities for a volume limited sample of field M0-M6 dwarfs. We find no measurable rotation in the M0-M3 range. Later than M4  $\sim 25\%$  of the young disk field stars are rapid rotators. We identify a single old disk star with significant rotation, at spectral type M6. Complementing our data with published rotational velocities shows that at this spectral type rotation becomes common-place in the old kinematic populations (old disk and population II). These new data extend to lower masses and older ages the well known increase of the spin-down timescale for decreasing masses: measurable rotation is found in G dwarfs at the age of  $\alpha$  Per (50 Myr), in K dwarfs at the age of the Pleiades (70 Myr), and early M dwarfs in the Hyades (500 Myr). We show that the spin-down timescale is of the order of a few Gyr at spectral type M3-M4, and of the order of 10 Gyr at spectral type M6.

We also show that the well established saturated correlations between rotation and magnetic activity in earlier or younger stars continue in the late field M dwarfs. Saturation occurs for lower rotational velocities but similar rotational periods, roughly consistently with expectations if the Rossby number controls magnetic activity. We find no earlier type equivalent of the fast rotating very late M dwarfs with no measurable chromospheric emission in the Balmer lines. This unexplained phenomenon is therefore only found at spectral types later than M7V.

The present data also imply that rotation is the underlying variable which explains why later type and kinematically younger M dwarfs are more likely to display  $H\alpha$  emission, as more massive or older stars have had time to spin down to low rotation rates which no longer generate detectable chromospheric emission in the Balmer lines.

Neither the rotational velocity distribution nor the rotation/activity relation show marked features at the spectral type where stars become fully convective. This implies that the transition from a solar-like shell dynamo to magnetic activity driven by another dynamo type (probably turbulent) must occur in stars that retain a sizeable radiative core.

Future work should include rotational period determinations for field M dwarfs, which can be obtained on modest-size telescopes. Since they are free of the orientation uncertainty inherent to  $v \sin i$ , and can probe much slower rotation, they would define the low mass rotation/activity relations with much reduced observational scatter in the saturated range and confirm it in the unsaturated domain.  $v \sin i$  measurements for a significantly larger sample would also be very useful, and would better establish the characteristics of the rotation onset at spectral type M3/M4 in the young disk and spectral type M6 in old populations. Finally, Doppler imaging of the fast rotators we have identified can be performed with a 10m-class telescope and would determine the spatial distribution of magnetic activity on the surface of fully convective low mass stars. This crucial information is probably the most direct probe of their magnetic field geometry and would provide a much needed constraint on the mechanism of their dynamo. The generally advocated turbulent field dynamos (Durney et al. 1993, Weiss 1993) probably imply a spatially uniform chromospheric activity, and this is easily tested by a single Doppler image. They would also not sustain cycles analogous to the solar cycle, and at least in principle this can be tested through Doppler imaging monitoring.

*Acknowledgements.* We are grateful to Didier Queloz and Luc Weber for having developed the powerful data reduction package of the ELODIE spectrograph, and for their support in porting it to a different flavour of Unix. Didier Queloz was also extremely supportive whenever we had questions on ELODIE calibration. We also thank Jerome Bouvier and Stephanie Allain for useful discussions and comments on early versions of this article, and the operators and technical staff of OHP for their support during the observations.

"This research has made use of the Simbad database, operated at CDS, Strasbourg, France"

## References

- Al-Shukri A. M., McAlister H. A., Hartkopf W. I., Hutter D. J., Franz O. G., 1996, *AJ* 111, 393.
- Babel J., North P., Queloz D., 1995, *A&A* 303, L5.
- Baraffe I., Chabrier G., 1996, *ApJ* 461, L51.
- Baranne A., Mayor M., Poncet J.L. 1979, *Vistas in Astronomy* 23, 279.
- Baranne A., Queloz D., Mayor M., Adrianzyk G., Knispel G., Kohler D., Lacroix D., Meunier J.P., Rimbaud, G., Vin A., 1996 *A&AS* 119, 373.
- Barnes S., Sofia S., 1996 *ApJ* 462, 746.
- Basri G., Marcy G. W., 1995, *AJ* 762, 109.
- Basri G., Marcy G. W., Oppenheimer B., Kulkarni S., Nakajima T., 1996, in Pallavicini and Dupree (eds) 9th Cambridge Workshop, ASP Conf. Series vol. 109, p. 587.
- Blazit A., Bonneau D., Foy R., 1987, *A&ASS* 71, 57.
- Benz W., Mayor M., 1984, *A&A* 138, 183.
- Berriman G., Reid I. N., 1987, *MNRAS* 227, 315.
- Bessel M. S., 1983, *PASP* 95, 480.
- Bessel M. S., 1990, *A&ASS* 83, 357.
- Bouvier J., 1990, *AJ* 99, 946.
- Bouvier J., Cabrit S., Fernandez M., Martin E. L., Matthews J. M., 1993, *A&A* 272, 176.

- Bouvier J., Forestini M., 1995, in: "Circumstellar Dust Disks and Planet Formation", ed. R. Ferlet.
- Bouvier J., Wichmann K., Grankin K., Allain S., Covino E., Fernandez M., Martin E. L., Terranegra L., Catalano S., Marilli E., 1997 A&A in press
- Cameron A.C., Campbell C.G., 1993, A&A 274, 309.
- Carney B. W., Latham D. W., Laird J. B., 1990, AJ 99, 572.
- Chabrier G., Baraffe I., 1995, ApJ 451, L29.
- Chabrier G., Baraffe I., 1997, A&A in press.
- Chabrier G., Baraffe I., Plez B., 1996, ApJ 459, L91.
- Coppenbarger D. S., Henry T. J., McCarthy Jr D. W., 1994, AJ 107, 1551.
- Delfosse X., Forveille T., Udry S., Beuzit J. L., Mayor M., Perrier C., 1997, in preparation for A&A.
- Duney B. R., De Young D. S., Roxburgh I. W., 1993, SoPh 145, 207.
- Eggen O. J., 1996, AJ 111, 466.
- Fleming T. A., Molendi S., Maccacaro T., Wolter A., 1995, ApJSS 99, 701.
- Gizis J. E., Reid I. N., 1996, AJ 111, 365.
- Gliese W., Jahreiss H., 1991, Preliminary Version of the Third Catalogue of Nearby Stars, as available at CDS Strasbourg.
- Greenstein J. L., 1989, PASP 101, 787.
- Gray D. F., 1992, "The observation and analysis of stellar photospheres", second edition, Cambridge University Press.
- Hartkopf W. I., Mason B. D., McAlister H. A., 1996, AJ 111, 370.
- Hempelmann A., Schmitt J. H. M. M., Schultz M., Rudiger G., Stepien K., 1995, A&A 294, 515.
- Henry T. J., Johnson D. S., McCarthy Jr D. W., Kirkpatrick J. D., 1992, A&A 254, 116.
- Henry T. J., McCarthy Jr D. W., 1993, AJ 106, 773.
- Henry T. J., Kirkpatrick J. D., Simons D. A., 1994, AJ 108, 1437.
- Jones B. F., Fischer D. A., Stauffer J. R., 1996, AJ 112, 1562.
- Kirkpatrick J. D., McCarthy D. W., 1994, AJ 107, 333.
- Krishnamurthi A., Pinsonneault M. H., Barnes S., Sofia S., 1997, ApJ in press.
- Leggett S. K., 1992, ApJS 82, 351.
- Leinert C., Haas M., Allard F., Wehrse R., McCarthy Jr D. W., Jahreiss H., Perrier C., 1990, A&A 236, 399.
- Marcy G. W., Chen G. H., 1992, ApJ 390, 550.
- Martin E. L., Claret A., 1996, A&A 306, 408.
- Martin E. L., Zapatero Osorio M. R., Rebolo R., 1996, in Pallavicini and Dupree (eds), 9th Cambridge Workshop, ASP Conf. Series vol. 109, p. 615.
- Mayor M., 1974, A&A 32, 321.
- Meusinger H., Reiman H. G., Stecklum B., 1991, A&A 245, 57.
- Patten B.M., Simon T., 1996, ApJSup 106, 489.
- Perrier C., Mariotti J. M., Bonneau D., Duquennoy A., (1991), in Beckers J.M. & Merckle F. (Eds), Proceedings of the second ESO-NOAO conference on high angular resolution, ESO, Garching bei München, Germany.
- Pettersen B. R., Evans D. S., Coleman L. A., 1984, ApJ 282, 214.
- Prosser C. F., 1991, Ph.D. Dissertation, Univ. Calif. Santa Cruz.
- Queloz D. 1995a, PhD Thesis 2788, University of Geneva
- Queloz D. 1995b, in IAU Symposium 167, "New developments in array technology and applications", ed. A.G. Davis Philip (Dordrecht: Kluwer), 221.
- Reid I. N., Gilmore G., 1984, MNRAS 206, 19.
- Reid I. N., Hawley S. L., Gizis J. E., 1995a, AJ 110, 1838.
- Reid I. N., Hawley S. L., Mateo M., 1995b, MNRAS 272, 828.
- Schatzman E., 1962, Ann. d'Ap. 25, 18.
- Schmidt J. H. M. M., Fleming T. A., Giampapa M. S., 1995, ApJ 450, 392.
- Shu F., Najita J., Ostriker E., Wilkin F., Ruden S., Lizano S. 1994, ApJ 429, 781.
- Skumanich A., 1972, ApJ 171, 565.
- Soderblom D. R., Stauffer J. R., Hudon D., Jones H., 1993, ApJS 85, 315.
- Spiegel E. A., Weiss N. O., 1980, Nature 287, 616.
- Spruit H. C., van Ballegooijen A. A., 1982, A&A 106, 58.
- Stauffer J. R., Hartmann L. W., 1986, ApJS 61, 531.
- Stauffer J. R., Hartmann L. W., 1987, ApJ 318, 337.
- Stauffer J. R., Hartmann L. W., Latham D. W., 1987, ApJ 320, L51.
- Stauffer J. R., Caillault J. P., Gagné M., Prosser C. F., Hartmann L. W., 1994, ApJS 91, 625.
- Stauffer J. R., Balachandran S. C., Krishnamurthi A., Pinsonneault M., Terndrup D. M., Stern R. A., 1997, ApJ 475, 604.
- Tomkin J., Pettersen B. R., 1986, AJ 92, 1424
- Tinney C. G., Mould J. R., Reid I. N., 1993 AJ 105, 1045.
- Tinney C. G., Delfosse X., Forveille T., 1997, submitted to ApJ Letters.
- Turon C., et al, 1993, Hipparcos Input catalogue, version 2, Bull Inf Centre Donnees Stellaires, 43, 5.
- Van Altena W.F., Lee J.T., Hoffleit D., 1991, The General Catalogue of Trigonometric Stellar Parallaxes, Preliminary Version, Yale University Observatory (1991).
- W. Voges, B. Aschenbach, Th. Boller, H. Brüniginger, U. Briel, W. Burkert, K. Dennerl, J. Englhauser, R. Gruber, F. Haberl, G. Hartner, G. Hasinger, M. Krster, E. Pfeffermann, W. Pietsch, P. Predehl, C. Rosso, J.H.M.M. Schmitt, J. Trmper, and H.-U. Zimmermann, 1997, to be published in A&A.
- Weiss, N.O., 1993, in Physics of Solar and Stellar Coronae, Linsky J.F. and Serio S. (eds.), Kluwer (Dordrecht).

## Conclusions et perspectives

Le but de cette thèse était d'avancer vers une détermination *précise* de la fonction de masse pour les étoiles de très faible masse et les naines brunes du disque Galactique. Grâce à la sensibilité de DENIS, une recherche profonde de ces objets dans le champ a pu être entreprise et la fonction de luminosité a été déterminée (et corrigée des biais de Malmquist) jusqu'à la limite du régime stellaire ( $0.075M_{\odot}$ ). Celle-ci montre clairement une chute rapide, entre  $M_I = 8.5$  et  $M_I = 12$  (ce qui correspond à des masses comprises entre  $\sim 0.4$  et  $\sim 0.12M_{\odot}$ ), déjà observée précédemment. A la suite de cette chute un régime constant semble s'installer jusqu'à  $M_I = 15.5$ , avec une valeur de la fonction de luminosité de  $\Phi \sim 0.002 \text{ mag}^{-1} \text{ pc}^{-3}$ .

Les relations couleur-luminosité interviennent cependant de manière primordiales pour la détermination de la fonction de luminosité, ainsi que dans la correction des biais. Ces relations sont affectées d'importantes incertitudes pour les étoiles proches de la limite de brûlage de l'hydrogène, et rendent imprécise la détermination de la fonction de luminosité pour  $M_I > 14$ . Cette situation devrait rapidement s'améliorer grâce à l'émergence de modèles théoriques adaptés à ces objets d'une part, et à nos mesures de parallaxes trigonométriques d'étoiles de très faible masse et de naines brunes d'autre part. La correction du biais de Malmquist utilise par ailleurs encore des hypothèses simplificatrices conséquentes. Il serait important, soit de pouvoir les justifier, soit d'apporter une correction plus réaliste à ce biais. Ceci suppose de le synthétiser en utilisant des modèles Galactiques, des modèles d'intérieur et d'atmosphère stellaires pour reproduire la dispersion intrinsèque en magnitude à partir des dispersions en métallicité et en âge. Il s'agit d'un travail significatif mais sans difficultés de principe, à partir du moment où les modèles nécessaires sont disponibles.

Pour obtenir la fonction de masse, deux étapes sont ensuite nécessaires. Il faut tout d'abord corriger la fonction de luminosité du biais provoqué par les binaires non séparées par le comptage grand champ, puis la multiplier par la pente de la relation masse-luminosité. Ces deux étapes nécessitent des études de binarité:

- 1<sup>o</sup>, pour obtenir le taux de binarité des naines M et la distribution du rapport de masse, paramètres indispensables pour corriger le biais de binarité dans la fonction de luminosité.

- 2° , pour mesurer des masses d'étoiles et donc pour contraindre la relation masse-luminosité.

Un programme d'étude de la binarité des naines M a donc été entrepris pendant cette thèse. Les premières mesures de masses d'étoiles ne peuvent malheureusement intervenir que 2 ou 3 ans après le début d'un tel programme (nécessité de suivre des orbites complètes), et les statistiques de binarité ne peuvent commencer à être déterminées qu'encore plusieurs années après. Ces objectifs ne seront donc réalisables qu'à plus long terme que cette thèse. Les deux premières années de ce programme ont cependant d'ores et déjà permis la découverte d'un nombre conséquent (11) de nouveaux compagnons de naines M du voisinage solaire, et la détermination des paramètres orbitaux pour la moitié. Ce résultat montre que le voisinage solaire est *très* mal connu même pour une distance aussi proche que 9 pc. Deux effets s'opposent alors:

- 1° la densité stellaire locale est surestimée par l'inclusion de systèmes plus lointains dont la multiplicité n'est pas connue, sur la base d'une parallaxe photométrique sous-estimée
- 2° , la densité locale est sous-estimée car un nombre important de compagnons est à découvrir.

Il est donc toujours prématuré d'utiliser un échantillon à  $d > 5$  pc pour étudier la binarité des naines M ou pour construire la fonction de luminosité du voisinage solaire.

Beaucoup de temps et de travail seront encore nécessaires pour déterminer *proprement* la fonction de masse pour les étoiles du bas de la séquence principale, mais les différents éléments nécessaires se mettent en place. Il devrait donc être envisageable dans les prochaines années de construire la fonction de masse pour la totalité des masses stellaires. Pour connaître l'influence des naines dans la dynamique Galactique, la fonction de masse doit être également déterminée pour les naines brunes. Un problème sérieux va alors se poser car la luminosité de ces objets dépend énormément de leur âge (même pour des âges de l'ordre du milliard d'années). Il ne sera donc plus possible de simplement appliquer une relation masse-luminosité sur la fonction de luminosité pour obtenir la fonction de masse. Il sera nécessaire de rechercher, en plus, des indicateurs d'âge (gravité) dans le spectre des naines brunes.

L'étude de la fonction de luminosité des étoiles de très faible masse et des naines brunes nécessite la sélection d'un échantillon important. Il a été constitué dans cette thèse avec les données du relevé infrarouge DENIS, et s'étend jusqu'au domaine des naines brunes. DENIS a ainsi prouvé sa capacité à détecter un nombre important de naines brunes massives. Un échantillon important permet ensuite d'entreprendre des programmes de suivi, pour contraindre les modèles de ces objets complexes. Au cours de cette thèse, des programmes de mesures de parallaxes, mais aussi de spectroscopie, ont été débutés. Ces derniers ont permis



de confirmer l'une de deux premières naines brunes du champ. La découverte de naines très froides permet enfin de s'intéresser observationnellement à leur physique. DENIS fournira d'ici peu un nombre très important de ces objets et permettra une avancée très importante dans notre connaissance des naines brunes.

Un sous-produit important du programme de recherche de binaires a été l'étude de la rotation des naines M du champ. Celle-ci a clairement montré que l'activité chromosphérique de ces objets, depuis longtemps connue, est bien due à la rotation. La relation entre temps de freinage et type spectral est ainsi prolongée jusqu'à des âges beaucoup plus importants que précédemment.

## *Références bibliographiques*

- Abt H. A., Levy S. G., 1976, ApJS, 30, 273.
- Alard C., Mao S., Guibert J., A&A 300, L17.
- Alcock C., et al. 1993, Nature 365, 621.
- Alcock C., et al. 1997a, ApJ 486, 687.
- Alcock C., et al. 1997b, ApJ 479, 119.
- Allard F., Hauschildt P. H., 1995, ApJ 445, 433.
- Allard F., Hauschildt P. H., Baraffe I., Chabrier G., 1996, ApJ 465, L123.
- Allard F., 1997, in Brown Dwarfs & Extra-solar Planets, Rebolo, Martin & Zapaterio-Osorio (eds), in press
- Allen, D.A. et al., 1993, Proc.Astron.Soc.Aust., 10, 298.
- Alonso A., Arribas S., Martinez-Roger C., 1994, A&ASS 107, 365.
- Ansari et al. 1996, A&A 314, 94.
- Aubourg E., et al 1993, Nature 365, 623.
- Aubourg E., et al 1995, A&A 301, 1.
- Aubourg E., et al 1996, 6<sup>iem</sup> Cours de Structure interne, d'Aussois
- Baraffe I., Chabrier G., Allard F., Hauschildt P. H., 1995, ApJ 446, L35.
- Baraffe I., Chabrier G., 1996, ApJ 461, L51.
- Baranne A., Mayor M., Poncet J.L. 1979, Vistas in Astronomy 23, 279.
- Baranne A., Queloz D., Mayor M., Adrianzyk G., Knispel G., Kholer D., Lacroix D., Meunier J. P., Rimbaud G., Vin A., 1996, A&ASS 119, 373.
- Basri G., Marcy G. W., Graham J. R., 1996, ApJ 458, 600.
- Becklin E. E., Zuckerman B., 1988, Nature 336, 658.
- Berriman G., Reid N., 1987, MNRAS 227, 315.
- Bessel M. S., Weis E. W., 1987, PASP 99, 642.
- Bessel M. S., Brett J. M., 1988, PASP 100, 1134.
- Bessel M. S., 1990, A&AS 83, 357.
- Bessel M. S., 1991, AJ 101, 662.

- Bertin E., Arnouts S., 1996, A&AS 117, 393.
- Bodenheimer P., Ruzmaikhina T., Mathieu R.D., 1991 in "Protostars and Planets IIP", Levy and Mathews (eds)
- Bopp B. W., Meredith R., 1986, PASP 98, 772
- Borsenberger J., 1997, dans Proceedings of the 3rd DENIS Euroconference The impact of large scale near-infrared surveys, F. Garzon, N. Epchtein, A. Omont, W.B. Burton, P. Persi ( eds)
- Bouvier M., Rigault F., Nadeau D., 1997, A&A sous presse
- Branch D., 1976, ApJ 210, 392.
- Burrows A., Hubbard W. B., Lunine J. I., 1989, ApJ 345, 939.
- Burrows A., Hubbard W. B., Saumon D., Lunine J. I., 1993, ApJ 406, 158.
- Caillaut J. P., Patterson J., 1990, AJ 100, 825.
- Cambresy L. et al. 1997, A&A (sous presse)
- Carter B. S., Meadows V. S., 1995, MNRAS 276, 734.
- Carter B. S., 1990, MNRAS 242, 1.
- Chabrier G., Baraffe I., 1995, ApJ 451, L29.
- Chabrier G., Baraffe I., Plez B., 1996a, ApJ 459, L91.
- Chabrier G., Baraffe I., 1996b, 6<sup>iem</sup> Cours de Structure interne, d'Aussois
- Chabrier G., Segretain L., Méra D., 1996c, ApJ 468, 21.
- Chabrier G., Baraffe I., 1997, A&A, in press.
- Clarke C., 1992 in "Binaries as tracers of stellar formation" eds A.Duquennoy et M.Mayor ,Cambridge Univ.press
- Copet E., 1996, Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie (Paris, April 1996)
- Copet E., et al. 1997, A&A soumis.
- Cossburn M. R., Hodgkin S. T., Jameson R. F., Pinfield D. J., 1997, MNRAS 288, L23
- Cowley A. P., Hartwick F. D. A., 1982, ApJ 253, 237
- Dahn C. C., Liebert J., Harrington R. S., 1986, AJ 91, 621.
- D'Antona F., Mazzitelli I., 1986, ApJ 296, 502.
- D'Antona F., Mazzitelli I., 1994, ApJS 90, 467.
- Dawson P. C., Forbes D., 1989, PASP 101, 614.
- Delfosse X., 1992, Rapport de maîtrise.
- Doyle J. G., Butler C. J., 1990, A&A 235, 335.
- Duqueynoy A., Mayor M., 1991, A&A 248, 485.
- Eggen O. J., 1979, ApJS 39, 89.

- Eggen O. J., 1980, ApJS 43, 457.
- Eggen O. J., 1987, ApJS 92, 379.
- Eggleton P. P., 1971., MNRAS, 151, 351.
- Eggleton P. P., 1972., MNRAS, 156, 361.
- Eggleton P. P., Fitchett M. J., Tout C. A., 1989, ApJ, 347, 998.
- Elias J. H., Frogel J. A., Matthews K., Neugebauer G., 1982, AJ 87, 1029.
- Epchtein, N. et al., 1994, dans Science with Astronomical Near-Infrared Sky Surveys, N. Epchtein, A. Omont, B. Burton & P. Persi (eds), Kluwer: Dodrecht, p 3
- Epchtein, N., 1997, dans Proceedings of the 3rd DENIS Euroconference The impact of large scale near-infrared surveys, F. Garzon, N. Epchtein, A. Omont, W.B. Burton, P. Persi ( eds)
- Epchtein, N. et al., 1997, Messenger 87, 27.
- Felten J. E., 1976, ApJ 207, 700.
- Fich M. Tremaine S., 1991, ARAA 29, 409.
- Fischer D. A., Marcy G. W., 1992, ApJ 396, 178.
- Forveille T., et al., 1997, A&A en préparation.
- Gilmore G., Reid I. N., Hewett P., 1985, MNRAS 213, 257.
- Gizis J., Reid N., 1995, AJ 110, 1248.
- Ghez A. M., Neugebauer G., Matthews K., 1993, AJ 106, 2005.
- Gliese W., Jahreiss H., 1991, Preliminary Version of the Third Catalogue of Nearby Stars, as available at CDS Strasbourg.
- Golimowski D. A., Nakajima T., Kulkarni S. R., Oppenheimer B. R., ApJ 444, L101.
- Gould A., 1995, ApJ 441, 77.
- Gould A., Bahcall J. N., Flynn C., 1996, ApJ 465, 759.
- Gould A., Bahcall J. N., Flynn C., 1997, ApJ 482, 913.
- Greenstein J. L., 1989, PASP 101, 787.
- Halbwachs J. L., 1986, A&A 168, 161.
- Halbwachs J. L., 1987, A&A 183, 234.
- Halbwachs J. L., Mayor M., Udry S., 1997, in Brown Dwarfs & Extra-solar Planets, Rebolo, Martin & Zapaterio-Osorio (eds), in press
- Hawkins M. R. S., Bessel M. S., 1988, MNRAS 234, 177.
- Hawkins M. R. S., et al.. 1997, dans Brown Dwarfs & Extra-solar Planets, Rebolo, Martin & Zapaterio-Osorio (eds), in press.
- Haywood M., A&A 282, 444.

- Haywood M., Robin A. C., Crézé M., 1997a, *A&A* 320, 428.
- Haywood M., Robin A. C., Crézé M., 1997b, *A&A* 320, 440.
- Henry T. J., McCarthy Jr D.W., 1990, *ApJ* 350, 334.
- Henry T. J., McCarthy Jr D.W., 1992, dans *Complementary approach to Double and Multiple Stars Research*, McAllister H. A., Hartkopf W. I. eds., (ASP) p 10.
- Henry T. J., McCarthy Jr D.W., 1993, *AJ* 106, 773.
- Henry T. J., Kirkpatrick J. D., Simmons D. A., 1994, *AJ* 108, 1437.
- Henry T. J., Ianna P. A., Kirkpatrick J. D., Jahreiss H., 1997, *AJ* 114, 388.
- Irwin M., McMahon R. G., Reid I. N., 1991, *MNRAS* 252, 61.
- Jameson R. F., Sherrington M. R., Giles A. B., 1983, *MNRAS* 205, 39
- Jones, H.R.A., Longmore, A.J., Jameson, R.F. & Mountain, C.M., 1994, *MNRAS*, 267, 413.
- Jones H. R. A., et al, 1997, in *Brown Dwarfs & Extra-solar Planets*, Rebolo, Martin & Zapaterio-Osorio (eds), in press.
- Jones H. R. A., Tsuj T., 1997, *ApJ* 480, 39.
- Kimeswenger S., Kienel C., 1994, dans *Science with Astronomical Near-Infrared Sky Surveys*, N. Epchtein, A. Omont, B. Burton & P. Persi (eds), Kluwer: Dodrecht, p 23.
- Kirkpatrick J. D., Henry T. J., McCarthy Jr D. W., 1991, *ApJS* 77, 417.
- Kirkpatrick J. D., McGraw J. T., Hess T. R., Liebert J., McCarthy Jr D. W., 1994, *ApJSS* 94, 749.
- Kirkpatrick J. D., McCarthy Jr D. W., 1994, *AJ* 107, 333.
- Kirkpatrick J. D., Henry T. J., Simmons D. A., 1995 *AJ* 109, 797.
- Kirkpatrick J. D., Beichman C. A., Skrutskie M. F., 1997, *ApJ* 476, 311.
- Kirkpatrick J. D., Allard F., Becklin E. E., Zuckerman B., 1997b, *ApJ* en préparation.
- Kirkpatrick J. D., 1997, in *Brown Dwarfs & Extra-solar Planets*, Rebolo, Martin & Zapaterio-Osorio (eds), in press.
- Kleinmann S., 1992, in *Robotic Telescopes in the 1990s*, ed A. V. Filippenko, ASP Conferences Series, Vol 34, p203
- Kroupa P., Tout C. A., Gilmore G., 1990, *MNRAS* 244, 76.
- Kroupa P., Tout C. A., Gilmore G., 1991, *MNRAS* 251, 293.
- Kroupa P., Tout C. A., Gilmore G., 1993, *MNRAS* 262, 545.
- Kroupa P., 1995a, *ApJ* 453, 350.
- Kroupa P., 1995b, *ApJ* 453, 358.
- Kroupa P., 1995c, *MNRAS* 277, 1491.
- Kroupa P., Tout C. A., 1997, *MNRAS* 287, 402.

- Leinert Ch., Jarheiss H., Haas M., 1986, A&A 164, L29.
- Leinert Ch., Zinnecker H., Weitzel N., Christou J., Ridgway S. T., Jameson R., Haas M., Lenzen R., 1993, A&A 278, 129.
- Leinert Ch., Henry T., Glindemann A., McCarthy Jr D. W., 1997, A&A 325, 159.
- Leggett S. K., Hawkins M. R. S., 1988, MNRAS 234, 1065.
- Leggett S. K., 1992, ApJSS 82, 351.
- Luyten W. J., 1925, ApJ 62, 8.
- Luyten W. J., 1968, MNRAS 139, 221.
- Malmquist K. G., 1920, Medd. Lund Astron. obs. Ser 2, No 22.
- Magazzu A., Martin E. L., Rebolo R., 1993, ApJ 404, L17
- Magazzu A., Rebolo R., Zapaterio Osorio M. R., Martin E. L., Hodgkin S. T., 1997, dans Brown Dwarfs & Extra-solar Planets, Rebolo, Martin & Zapaterio-Osorio (eds), in press.
- Marcy G. W., Lindsay V., Wilson K., 1987, PASP 99, 490.
- Marcy G. W., Benitz K. J., 1989, ApJ 344, 441.
- Martin E. L., Rebolo R., Zapaterio Osorio M. R., 1996, ApJ 469, 706.
- Martin E. L., Zapaterio Osorio M. R., Rebolo R., 1997a, dans Proceedings of the 3rd DENIS Euroconference The impact of large scale near-infrared surveys, F. Garzon, N. Epchtein, A. Omont, W.B. Burton, P. Persi ( eds)
- Martin E. L., Rebolo R., Zapaterio Osorio M. R., 1997b, dans Brown Dwarfs & Extra-solar Planets, Rebolo, Martin & Zapaterio-Osorio (eds), in press.
- Mayor M., Queloz D., 1995, Nature 378, 355.
- Mazeh T., Goldberg D., Duquennoy A., Mayor M., 1992, ApJ 401, 265.
- McCarthy Jr D.W., Cobb M. L., Probst R. G., 1987, AJ 93, 1535
- Méra D., Chabrier G., Baraffe I., 1996, ApJ 459, L87.
- Merrell J. C., Rosvick J. M., Duquennoy A., Mayor M., 1992, A&A 265, 513
- Mihalas, 1968, Routly Galactic Astronomy.
- Monet D. G., Dahn C. C., Vrba F. J., Harris H. C., Pier J. R., Luginbuhl C. B., Ables H. D., 1992, AJ 103, 638.
- Mould J. R., Hyland A. R., 1976, ApJ 208, 399.
- Nakajima T., Durrance S. T., Golimowski D. A., Kulkarni S. R., 1994, ApJ 428, 797
- Nakajima T., Oppenheimer B. R., Kulkarni S. R., Golimowski D. A., Matthews K., Durrance S. T., 1995, Nature 378, 463.
- Neugebauer G., Leighton R. B., 1969, Two Micron sky survey, NASA, SP 3047.
- Oppenheimer B. R., Kulkarni S. R., Nakajima T., Matthews K., 1995, Science 270, 1478.

- Paczinsky B., 1986, ApJ 304, 1
- Pavlenko Y. V., Rebolo R., Martin E. L., Garcia-Lopez R. J., 1995, A&A 303, 807.
- Perrier Ch., 1986, The Messenger 64, 29
- Persson S. E., Aaronson M., Frogel J. A., 1977, AJ 82, 729.
- Pfenniger D., Combes F., Martinet L., 1994, A&A 285, 79.
- Pfenniger D., Combes F., 1994, A&A 285, 94.
- Plez B., 1996, 6<sup>iem</sup> Cours de Structure interne, d'Aussois
- Price S. D., Walker R. G., 1976, The AFGL four color infrared sky survey, catalog og observations at 4.2, 11.0, 19.8, and 27.4  $\mu\text{m}$
- Probst R. G., 1983, ApJ 53, 335.
- Prosser C. F., Stauffer J. R., Hartmann L., Soderblom D. R., Jones B. F., Werner M. W., McCaughrean M. J., 1994, ApJ 421, 517.
- Rebolo R., Martin E. L., Magazzu A., 1992, ApJ, 389, L83.
- Rebolo R., Zapaterio Osorio M. R., Martin E. L., 1995, Nature, 377, 129.
- Rebolo R., Martin E. L., Basri G., Marcy G. W., Zapaterio Osorio M. R., 1996, ApJ, 469, L53.
- Reipurth B., Zinnecker H., 1993, A&A 278, 81.
- Reid I. N., Gilmore G., 1982, MNRAS 201, 73.
- Reid I. N., Gilmore G., 1984, MNRAS 206, 19.
- Reid I. N., 1984 MNRAS 206, 1.
- Reid I. N., 1991, AJ, 1428, 102.
- Reid I. N., Hawley S. L., Gizis J. E., 1995, AJ 110, 1838.
- Reid I. N., Gizis J. E., 1997, AJ 113, 2246.
- Rieke G. H., Lebofsky M. J., 1985, ApJ 288, 618.
- Robin A. C., Cr  z   M., 1986, A&A, 157, 71.
- Robin A. C., 1996, 6<sup>iem</sup> Cours de Structure interne, d'Aussois
- Rubin V. C., Ford K., Thonnard N., 1978, ApJ 225, L107.
- Rubin V. C., Ford K., Thonnard N., 1980, ApJ 238, 471.
- Ruiz M. T., 1997, ESO press release.
- Ruphy S., Robin A. C., Epchtein N., Copet E., Bertin E., Fouqué P., Guglielmo F., 1996, A&A 313, L21.
- Ryu D., Olive K. A., Silk J., 1990, ApJ 353, 81.
- Santiago B. X., Gilmore G., Elson R. A. W., 1996, MNRAS 281, 871.
- Saumon D., Chabrier G., Van Horn H. M., 1995, ApJS 99, 713

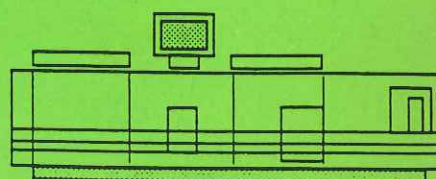
- Scarfe C. D., 1986, J. R. Astron. Soc. Can. 80, 257.
- Schneider D. P., Greenstein J. L., Schmidt M., Gunn J. E., 1991, AJ 102, 1180
- Simon M., Ghez A. M., Leinert Ch., Cassar L., Chen W., Howell R. R., Jameson R. F., Matthews K., Neugebauer G., Richichi A., ApJ 443, 625.
- Simons D. A., Henry T. J., Kirkpatrick J. D., 1996, AJ 112, 2238.
- Skrutskie M. F., Forrest W. J., Shure M., 1989, AJ 98, 1409.
- Skrutskie M. F., et al. 1997, dans The impact of large scale near-infrared surveys, eds F. Garzon, N. Epchtein, A. Omont, W. B. Burton, P. Persi, Kluwer Ac Publishers, Dordrecht.
- Stauffer J. R., Hartmann L. W., 1986, ApJS 61, 531.
- Stauffer J. R., Hamilton D., Probst R. G., 1994, AJ 108, 155.
- Stobie R. S., Ishida K., 1987, AJ 93, 624.
- Stobie R. S., Ishida K., Peacock J. A., 1989, MNRAS 238, 709 .
- Schmidt M., 1968, ApJ 151, 393.
- Schmidt-Kaler ,1982, dans Landolt-Bornstein.
- Shu F. H., Adams F. C., Lizano S., 1987, ARAA 25, 23.
- Tinney C. G., 1993a, AJ 105, 1169.
- Tinney C. G., 1993b, ApJ 414, 279.
- Tinney C. G., Mould J. R., Reid I. N., 1993a, AJ 105, 1045.
- Tinney C. G., Reid I. N., Mould J. R., 1993b, ApJ 414, 254.
- Tinney C. G., Reid I. N., Gizis J., Mould J. R., 1995, AJ 110, 3014.
- Tokovinin A. A., 1992, A&A 256, 121.
- Trimble V., 1986, Ap&SS 126, 243.
- Trimble V., 1987, ARAA, 25, 425.
- Tsuji T., Ohnaka K., Aoki W., 1994, dans The Bottom of the Main Sequence and Beyond", eds Tinney C. G., Springer-Verlag: Berlin.
- Udalski A., Szymanski M., Kaluzny J., Kubiak M., Krzeminski W., Mateo M., Preston G. W., Paczynski B., 1993, Acta. Astra. Pol. 43, 69.
- Udalski A., Szymanski M., Kaluzny J., Kubiak M., Mateo M., Krzeminski W., 1994, ApJ 426, 69.
- Upgren A. R., Caruso J. R., 1988, AJ 96, 719.
- Upgren A. R., Harlow J. J. B, 1996, PASP 108, 64.
- VandenBerg D. A., 1985, ApJS, 58, 711.
- VandenBerg D. A., Bell R. A., 1985, 58, 561.



- Veeder G. J., 1974, AJ 79, 1056.
- Wanner J. F. 1964, thèse, Harvard University.
- Weiss E. W., Upgren A. R., 1982, PASP 94, 821
- Weiss E. W., 1984, ApJS 55, 289.
- Weiss E. W., 1988, AJ 96, 1710.
- Weiss E. W., 1993, AJ 105, 1962.
- Wielen R., Jahreiss H., Krüger R., 1983, Proceedings of the IAU coll 76, p163.
- Young A., Sadjadi S., Harlan E., 1987, ApJ 314, 272.
- Zapaterio Osorio M. R., Rebolo R., Martin E. L., 1997a, A&A 317, 164.
- Zapaterio Osorio M. R. et al. 1997, dans Brown Dwarfs & Extra-solar Planets, Rebolo, Martin & Zapaterio-Osorio (eds), in press.
- Zwicky F., 1933, Helv. Phys. Acta, Vol 6, p 10.



*Grenoble, janvier 1998*



*Imprimé sur "Xerox 5090",  
au Service Reprographie du CNRS de Grenoble.*